AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Sechstes Heft | Vierter Jahrgang | November 1939

Eine Methode zur Bestimmung des akustischen Reflexionsvermögens von Bodenflächen

Von W. Ernsthausen und W. v. Wittern

(Mit 14 Textabbildungen)

I. Einleitung

Für den Einsatz von Echoloten in der Luftfahrt ist die Kenntnis der Reflexionseigenschaften des Erdbodens innerhalb eines größeren Frequenzbereiches von Interesse, da sie die Wahl der Meßfrequenz, die maximale Lothöhe und damit die Abmessungen des Gerätes entscheidend beeinflussen können.

Die einzigen bisher bekanntgewordenen Untersuchungen des Erdbodens[1]) wurden unter Betriebsbedingungen mit einem Echolot von einem Luftschiff aus durchgeführt. Das Anzeigegerät wurde durch eine Messung an einer Wasserfläche, bei welcher man eine $\sim 100\%$ige Reflexion voraussetzte, geeicht. Um zu einem Maß für das relative Reflexionsvermögen zu gelangen, wurden die an dem untersuchten Gelände erhaltenen Meßwerte ins Verhältnis zum Eichwert gesetzt. Die nur bei einer Frequenz (2900 Hz) vorgenommenen Messungen streuten stark. Deshalb wurde für jede der untersuchten Geländearten ein aus vielen Einzelwerten gewonnener statistischer Mittelwert angegeben.

Im Gegensatz dazu sollten die vorliegenden Untersuchungen Aufschluß über das wirkliche physikalische Verhalten bestimmter Bodenbedeckungen geben. Die aus der Bauakustik bekannten Verfahren, welche an sich zu einwandfreien Ergebnissen führen, sind für eine Anwendung im Freien nicht ohne weiteres brauchbar, da sie zu zeitraubend in Handhabung und Auswertung sind. Es wurde daher eine Kurztonmethode[2]) mit stehender Anzeige für einen Frequenzbereich von 500—10000 Hz entwickelt.

II. Meßmethode

Die von einem Lautsprecher ausgehenden Schallimpulse passieren ein Mikrophon und treffen auf die zu untersuchende Fläche, von welcher sie reflektiert werden. Unter der Voraussetzung, daß das Mikrophon nach beiden Seiten hin gleich empfindlich ist, ergibt sich der Reflexionsfaktor in einwandfreier Weise aus dem direkten Vergleich des primären und reflektierten Impulses am Mikrophonort, wenn man noch die Abnahme des Lautsprecherfeldes auf der doppelten Strecke zwischen Mikrophon und reflektierender Fläche berücksichtigt. Da erfahrungsgemäß der axiale Lautsprecherabfall für alle Frequenzen erst in größerer Entfernung dem $1/R$-Gesetz folgt, wurde die Anordnung grundsätzlich so getroffen, daß das Mikrophon, bezogen auf den mit etwa 20 m festgesetzten Lautsprecherabstand, nahe der Meßstelle in einer Entfernung von ~ 2 bis 2,5 m angebracht wurde. Innerhalb dieses kleinen Bereiches läßt sich an Hand von Messungen mit großer Genauigkeit das $1/R$-Gesetz nachweisen und dementsprechend in die Anzeige eineichen. Aus den Abstandsverhältnissen ergibt sich die höchste zulässige Frequenz der Impulsfolge, da der zeitliche Abstand zwischen zwei Impulsen min-

[1]) Eisner und Krüger, Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **42** (1933), S. 64.

[2]) Vgl. Spandöck, Ann. Physik 20 (1934), S. 328.

destens gleich der Laufzeit auf der doppelten Strecke zwischen Mikrophon und Prüffläche sein muß. Diese Frequenz wurde im Hinblick auf die Einschwingzeiten der Apparatur möglichst niedrig, nämlich auf etwa 25 Hz, festgelegt, damit der einzelne Impuls selbst bei der tiefsten Meßfrequenz noch eine genügende Anzahl von Wellenzügen enthält. Der relativ kleine Abstand des Mikrophons von der Prüffläche hat überdies noch den Vorteil, daß der Intensitätsunterschied zwischen primärem und sekundärem Schallimpuls fast ausschließlich durch die Eigenschaften der zu untersuchenden Fläche bestimmt ist.

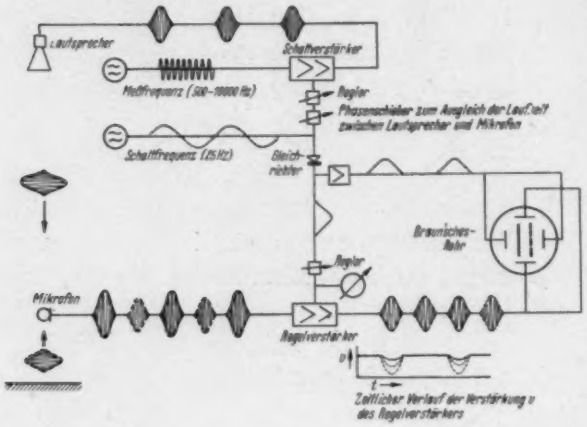
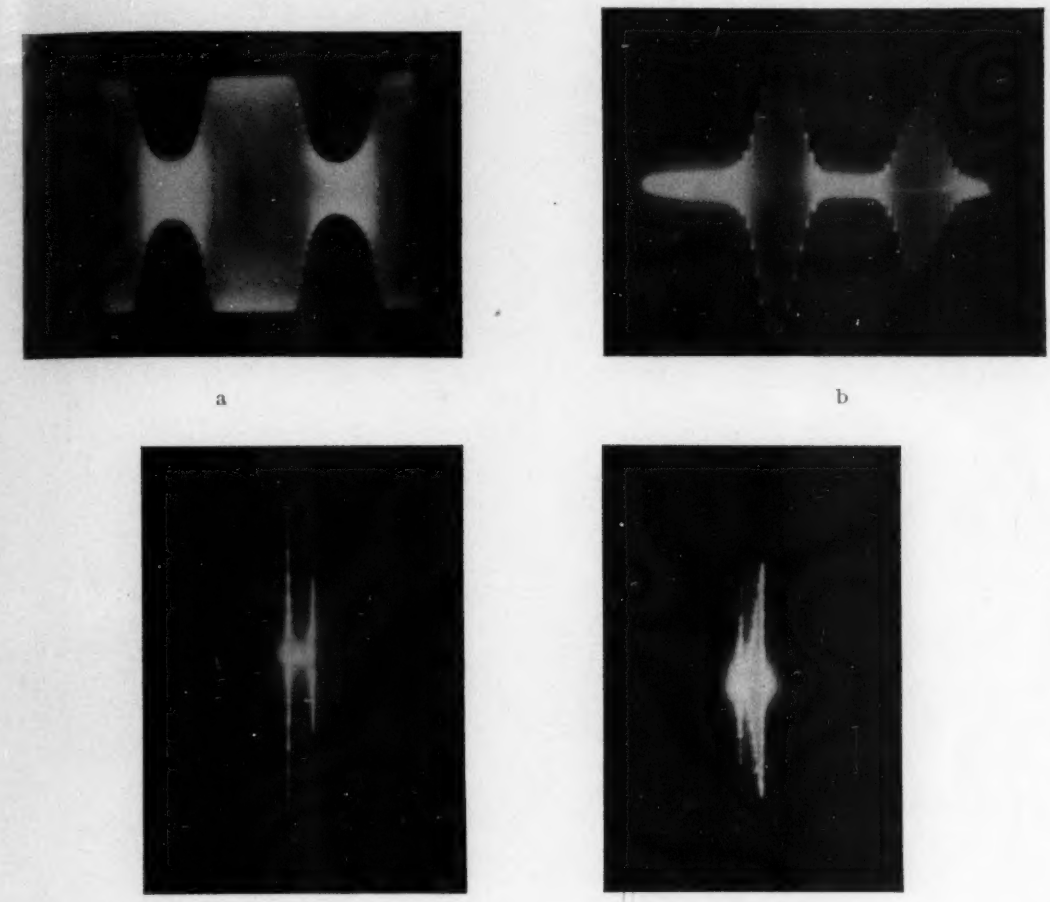


Abb. 1. Schematische Darstellung des Meßverfahrens

In Abb. 1 ist der gesamte Aufbau des Verfahrens zu erkennen. Die Meßfrequenz gelangt über einen Schaltverstärker, welcher die Funktion eines periodischen Schalters erfüllt und über einen Kraftverstärker zum Lautsprecher. Mit der Frequenz der Impulsfolge, hier Schaltfrequenz genannt, wird einerseits über einen Phasenschieber der Schaltverstärker und andererseits der im Mikrophonkreis liegende Regelverstärker so gesteuert, daß sein Verstärkungsgrad zwangsläufig synchron mit der Impulsfolge und gleichphasig mit dem Primärimpuls herabgesetzt wird. Damit wird erreicht, daß der Mikrophonverstärker nur für das reflektierte Signal die höchste Empfindlichkeit aufweist, während seine Verstärkung beim Eintreffen des primären Signals verringert wird. Wegen der dadurch vermiedenen Übersteuerung lassen sich auf diese Weise noch sehr kleine Reflexionsfaktoren bis herab auf etwa $^1/_{2}\,\%$ messen. Mit Hilfe des Potentiometers kann die Größe der Gittervorspannung, welche periodisch den Arbeitspunkt der Röhren des Regelverstärkers verschiebt und damit die Verstärkung für den Primärimpuls herabdrückt, so geregelt werden, daß beide Impulse am Verstärkerausgang gleich große Spannungen erzeugen. Die Größe der dafür charakteristischen Vorspannung wird am Anzeigeinstrument abgelesen und ist direkt ein Maß für den Reflexionsfaktor. Die Gleichheit der Spannungen beider Signale wird in einem BRAUNschen Rohr beobachtet, wobei an dem einen Plattenpaar die Mikrophonspannung und an dem anderen die über ein Rohr entkoppelte Regelvorspannung der Modulationsfrequenz liegt. Man erhält dann auf dem Leuchtschirm bei richtiger Phasenlage das stehende Bild zweier Striche, von denen der eine eindeutig dem primären und der andere dem reflektierten Impuls zugeordnet ist. Der Abstand beider Striche ist durch die Größe der Ablenkspannung gegeben, während sich an ihrer deutlichen Trennung die richtige Phase, nämlich das zeitliche Zusammentreffen von Primär- und Regelimpuls erkennen läßt, da Regel- und Ablenkvorgang gleichphasig erfolgen.

In Abb. 2a sieht man die oszillographische Aufnahme des mit dem Regelverstärker erzeugten Regelimpulses, in Abb. 2b das zeitlich auseinandergezogene primäre und reflektierte Signal und in Abb. 2c und 2d die Anzeige am BRAUNschen Rohr bei richtiger und falscher Phasenlage.

In Abb. 3 ist das Schaltschema der Anordnung dargestellt. Sowohl der Schaltverstärker, dessen stark negativ vorgespannte Röhren durch die positive Halbwelle der Modulationsfrequenz geöffnet werden, als auch der Regelverstärker arbeiten im Gegentakt, um die periodisch erfolgenden Schaltstöße, welche störende Frequenzen enthalten, zu kompensieren. Aus dem gleichen Grunde liegt im Mikrophonkreis hinter dem Regelverstärker ein Oktavsieb, welches so eingestellt wird, daß es nur die jeweilige Meßfrequenz durchläßt.



a b c d

Abb. 2. Oszillographische Aufnahmen
a) Regelimpuls; b) zeitlicher Verlauf von Primärimpuls und Echo; c) Anzeige bei richtiger und d) falscher Phase

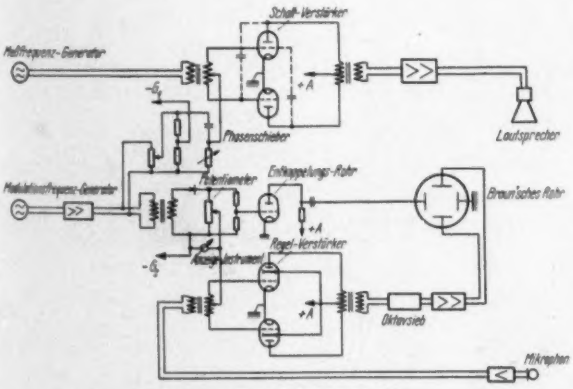


Abb. 3. Schaltbild

Die Eichung des Anzeigeinstrumentes wird in der Weise vorgenommen, daß von einem meßbar veränderlichen Spannungsteiler mittels eines von der Modulationsfrequenz gesteuerten Relais zwei verschieden große Spannungsimpulse der Meßfrequenz wechselweise abgegriffen und auf den Eingang des Regelverstärkers gegeben werden. Mit der aus dem Teilerverhältnis bekannten Größe beider Impulse kann über das Potentiometer das Anzeigeinstrument unter Einbeziehung des Lautsprecherabfalls absolut geeicht werden. Zur Erhaltung der Eichung ist die Beobachtung der Betriebsspannungen des Regelverstärkers notwendig.

Schaltverstärker und Regelverstärker wurden, zusammen mit Phasenschieber, Gleichrichter, Potentiometer und Entkopplungsrohr als Einheit so aufgebaut, daß als weiteres Zubehör normale Laboratoriumsgeräte (Schwebungssummer, Filter, Verstärker) angeschaltet werden können.

Im Freien wurden die Messungen mit Hilfe einer Feuerleiter, an welcher der Lautsprecher angebracht war, vorgenommen (Abb. 4). Das Mikrophon stand dabei senkrecht in der festgelegten Höhe unter dem Lautsprecher.

Abb. 4. Meßanordnung im Freien

Die Dauer einer Meßreihe für das gesamte Frequenzband beträgt einige Minuten. Der gesamte Meßfehler kann mit etwa 5% angegeben werden.

Das Verfahren ist an Stelle der Erzeugung von stehenden Wellen vor einer Prüffläche auch im KUNDTschen Rohr für Proben in der Größe des Rohrdurchmessers und für schrägen Schalleinfall anwendbar.

III. Meßergebnisse

Es soll vorausgeschickt werden, daß, von wenigen Ausnahmen wie Sand, Schnee usw. abgesehen, das Reflexionsvermögen der am häufigsten vorkommenden Bodenbedeckungen überraschend gut ist.

Bei der Messung selbst trat jedoch dieser für die Untersuchung zunächst wichtigste Gesichtspunkt gegenüber den immer wieder auftauchenden Interferenzproblemen in den Hintergrund, was verständlich ist, wenn man bedenkt, daß die Wellenlängen des interessierenden Bereiches zumindest vergleichbar mit den Unebenheiten des Bodens sind. Bei niedrigen Frequenzen ist daher bis zu einer ungefähren oberen Grenze von 1500—2000 Hz der Einfluß von Interferenzerscheinungen nicht von Bedeutung.

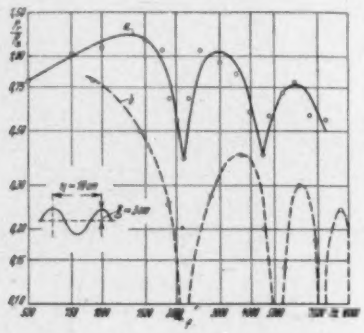


Abb. 5. Reflexion an einer Wellfläche
a) gemessene und b) berechnete Werte

da es sich ausschließlich um die Messung gut planer Flächen handelt; für das freie Gelände dagegen dürfte überhaupt keine praktische Frequenzgrenze existieren.

Hierzu sei noch bemerkt, daß eine optisch einwandfreie Fläche wegen der durch die unvermeidlichen Dichteänderungen schwankenden Eindringtiefe der Schallwellen sich akustisch als uneben erweisen kann.

In Abb. 5 ist zur Erläuterung des Gesagten und zum Verständnis der gesamten Ergebnisse der an einer gewellten Fläche ermittelte Reflexionsfaktor $\frac{P_r}{P_a}$ als Funktion der Frequenz aufgetragen. Wenn unter P_r der reflektierte und unter P_a der auffallende Schalldruck verstanden wird, dann stellt der so definierte Faktor einen für die praktischen Verhältnisse anschaulichen Wert dar.

Die theoretische Betrachtung der Reflexion

an einer Fläche von sinusförmigem Profil liefert für den unendlich fernen Aufpunkt, für welche Einschränkung sich allein eine allgemeine Lösung anschreiben läßt[3]), die nullte BESSEL-Funktion

$$J_0\left(4\pi\frac{\xi}{\lambda}\right),$$

worin ξ die Amplitude der Wellung und λ die Schallwellenlänge bedeutet. Das für den experimentell untersuchten Fall ($\xi = 3$ cm) berechnete Ergebnis ist vergleichsweise (ohne Bezug auf den Absolutwert) in Abb. 5 eingetragen; es macht den relativ großen Einfluß kleiner Gestaltsänderungen deutlich. Dabei muß noch berücksichtigt werden, daß die Fläche tatsächlich nicht genau sinusförmig profiliert war und daß der Aufpunkt einen endlichen Abstand hatte.

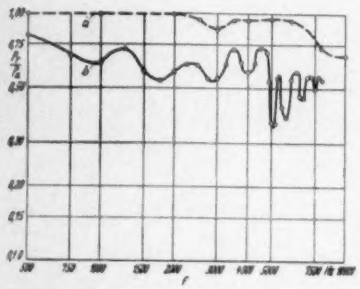


Abb. 6. Reflexion an einer Betonfläche
a) ohne; b) mit 5 cm Sandschicht

Die Messungen zeigten außerdem, daß die von einer derartigen Oberfläche eintreffenden Echos durch Interferenz je nach Frequenz mehr oder minder stark aufgespalten werden. Ähnliche Verhältnisse liegen bei Wasserflächen mit Windkräuselung vor.

Abb. 6. Messung an einer Betonfläche ohne und mit einer 5 cm Sandschicht. Diese wirkt im wesentlichen schallschluckend und setzt die Größe des reflektierten Anteils um einen annähernd frequenzkonstanten Betrag herunter.

Dagegen ergibt, wie man aus Abb. 7 entnehmen kann, eine 10 cm dicke und dazu noch feuchte Sandschicht ungünstigere Verhältnisse. Zwei in einem Abstand von 2 Stunden aufgenommene Meßreihen zeigen keinen merklichen Fortschritt der Trocknung. Die theoretische Kurve — sie ist durch die Funktion $\cos\left(2\pi\frac{d}{\lambda}\right)$ gegeben — wurde für den vereinfachten Fall gleich großer Reflexion an beiden Schichtseiten berechnet. Durch das tiefere Eindringen bei größeren Wellenlängen verschieben sich die gemessenen Minima gegenüber den berechneten nach höheren Frequenzen, was einer faktisch geringeren Schichtdicke gleichkommt.

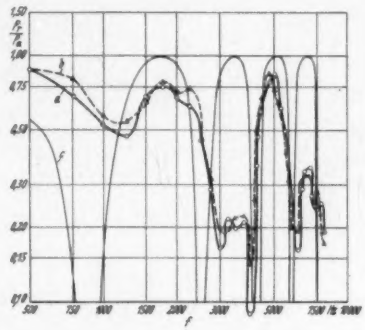


Abb. 7. Reflexion an einer 10 cm Sandschicht
a) feucht; b) nach zweistündigem Trocknen; c) berechnete Kurve

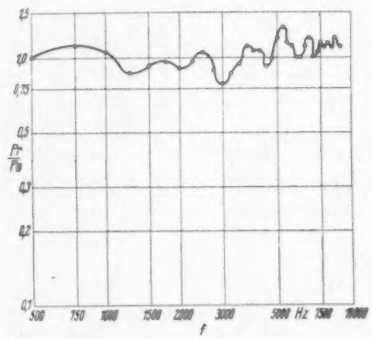


Abb. 8. Reflexion an einer gut befestigten, mit Kies bedeckten Fläche

Abb. 8 gibt die Messung an einem festen Kiesbelag und Abb. 9 zwei Messungen an verschiedenen Stellen einer gut planierten feuchten Wiese wieder, die das oben Gesagte unterstreichen. Bemerkenswert ist auch hier das hohe Reflexionsvermögen.

Die in Abb. 10 aufgetragene Messung an unebenem Sandboden läßt einen starken Abfall bei hohen Frequenzen erkennen.

Die Abb. 11 und 12 veranschaulichen den Einfluß einer 6 cm dicken frischgefallenen Schneedecke an zwei Meßstellen einer ebenen

[3]) RAYLEIGH, Theorie of Sound, Vol. II, Paragraph 272.

Wiese. Der Reflexionsfaktor sinkt im Mittel auf mindestens die Hälfte. Bei der Beurteilung des Schneeinflusses muß allerdings seine vor

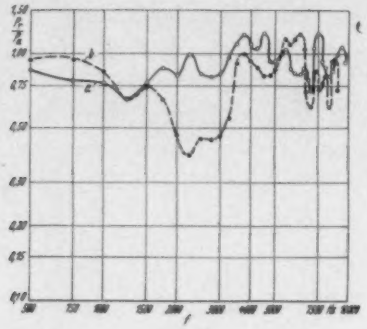


Abb. 9. Reflexion an zwei Stellen a) und b) einer ebenen, feuchten Wiese

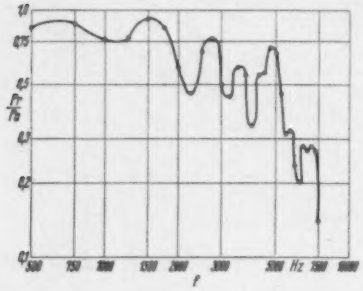


Abb. 10. Reflexion an unebenem Sandboden

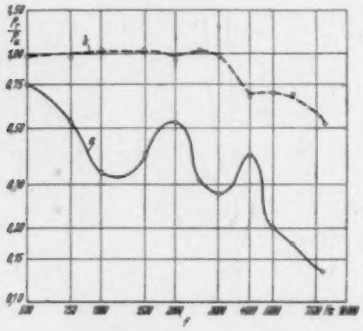


Abb. 11. Reflexion an einer Wiese a) mit 6 cm Schneeschicht; b) ohne Schnee

allem mit der Temperatur wechselnde Beschaffenheit beachtet werden. Eine starke Absorptionswirkung wird vorwiegend im Zustand sehr lockeren und trockenen Pulverschnees auftreten.

Zum Schluß seien noch Laboratoriumsmessungen an zwei kreisförmigen Platten (Abb. 13) und an einem ebensolchen Zylinder (Abb. 14) angeführt. Die Messungen erweisen die Existenz Fresnelscher Zonen[4]). Der Reflexionsfaktor erreicht für die 30 cm Platte bei hohen Fre-

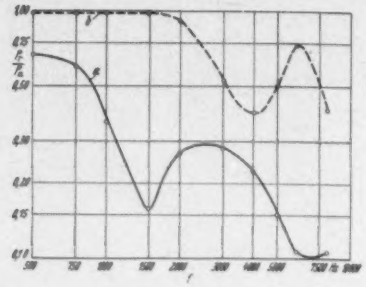


Abb. 12 wie bei Abb. 11 jedoch an anderer Stelle gemessen

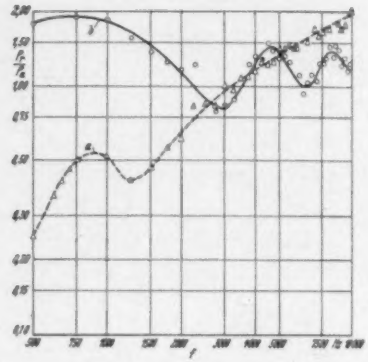


Abb. 13. Reflexion an einer kreisförmigen Platte a) 30 cm ø; b) 100 cm ø

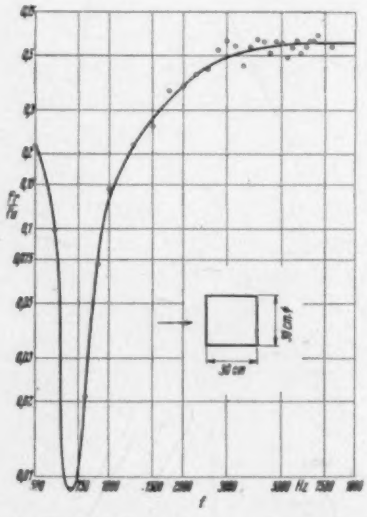


Abb. 14. Reflexion an einem starren Zylinder

quenzen den Wert 2. Der Einbruch liegt ersichtlich bei einer Frequenz, für welche Platten-

[4]) siehe auch Anm. 2.

durchmesser und Wellenlänge gleich sind. An der 100 cm Platte tritt für den Reflexionsfaktor der Wert 2 bei etwa 500 Hz auf; er strebt mit zunehmender Frequenz oszillierend dem Wert 1 zu.

Die in Bild 14 wiedergegebene Messung an einem starren Zylinder von 30 cm ⌀ und 30 cm Länge ergibt ein starkes Minimum bei tiefen Frequenzen.

An Hand einer Reihe von Messungen, welche unter den verschiedensten Bedingungen durchgeführt wurden, ließ sich leicht zeigen, daß die Bildung FRESNELscher Zonen stark von der Form der auf das Hindernis treffenden Wellenfront und damit vom Abstand der Quelle und dem des Meßortes abhängig ist.

Zusammenfassung

Es wurde ein Reflexionsmeßverfahren mit direkter Anzeige und kleinem Meßfehler für einen Frequenzbereich von 500—10000 Hz entwickelt.

Die damit durchgeführten Messungen ergaben für normale Bodenbedeckungen (Wiesen, gut befestigter Erdboden) ein hohes Reflexionsvermögen. Schnee- und Sandschichten von wenigen Zentimetern Dicke dagegen bewirken eine erhebliche Abnahme des reflektierten Schalldruckes mit zunehmender Frequenz.

Die starken Schwankungen im Verlauf des Reflexionsfaktors über der Frequenz sind auf Interferenzerscheinungen zurückzuführen. Sie sind jedoch für die Anwendung von Echoloten ohne große Bedeutung, da bei einer Reihe von Lotungen im Mittel immer genügend starke Sekundärimpulse zur Verfügung stehen werden.

(Eingegangen am 20. Juli 1935.)

Über die Empfindlichkeit des stehenden und sitzenden Menschen gegen sinusförmige Erschütterungen

Von Georg v. Békésy

(Mit 14 Textabbildungen)

Einleitung

In einer früheren Arbeit wurde dargelegt[1]), daß die Vibrationsempfindung im wesentlichen durch die Deformation der Haut und der Muskel bestimmt wird, wobei die Deformationen den auftretenden Druckkräften meist proportional sind. Da nun beim Berühren eines schwingenden Körpers die Druckkräfte sehr stark von der Nachgiebigkeit (mechanische Impedanz) der Gewebe abhängen, so wird die Schwingungsempfindung von der mechanischen Impedanz der in Schwingungen versetzten Hautfläche stark beeinflußt. Aus diesem Grunde schien es notwendig für den bei Verkehrserschütterungen praktisch wichtigsten Fall, nämlich den des stehenden und sitzenden Menschen, die Erschütterungsempfindungen besonders zu untersuchen.

1. Über die Schütteleinrichtungen

Es ist keine leichte Aufgabe, eine Plattform von etwa $50 \cdot 50$ cm² in einem größeren Frequenzbereich in saubere vertikale oder horizontale Schwingungen zu versetzen. Für die psychologisch-physiologischen Messungen ist es besonders wichtig, die Meßfrequenz rasch und bequem ändern zu können, denn nur so ist es möglich, die Frequenzabhängigkeit der Reizschwellen genau zu untersuchen. Von diesem Gesichtspunkt aus erscheinen die elektromagnetisch angetriebenen Schütteltische besonders geeignet[2]). Leider sind jedoch sowohl der materielle Aufwand wie die Betriebskosten sehr groß, so daß sie für die lange dauernden Meßreihen der Reizschwellenmessungen nicht in Frage kommen können. Auch die mechanischen Schütteltische[3]) werden jedoch sehr unhandlich, wenn man sie für Massen bis zu 80 kg bemessen muß.

Unter den vorhandenen Einrichtungen des Institutes schien besonders die Dezimalwaage für 100 kg Nutzlast zur Herstellung der Vertikalverschiebungen geeignet. Spannt man an Stelle der Gewichtsschale eine Feder ein, deren eines Ende mit einem größeren Bleiklotz an dem Boden befestigt ist und deren Kraft gerade das Gewicht des auf der Waage befindlichen Menschen kompensiert, so entstehen sehr schöne Schwingungen, bei denen sich die ganze Plattform der Waage an allen Stellen ganz gleichartig bewegt. Durch verschieden starke Federn läßt sich leicht die Eigenfrequenz der Schwingungen ändern. Läßt man die Gewichtsschale auf der Waage und kompensiert man einen Teil des Körpergewichtes durch entsprechende Gewichtsstücke, so kann man unterhalb der Schale auch ganz weiche Federn anbringen, so daß ganz tiefe Eigenschwingungen entstehen. Es ist interessant festzustellen, daß die Dämpfung der Eigenschwingungen unterhalb 1 Hz nicht wesentlich geändert wird, ob man auf der Waage steht oder ob man sich durch entsprechende Gewichte ersetzt. In der Nähe von 10 Hz jedoch treten bei den Schwingungen des stehenden Menschen größere Reibungskräfte auf, so daß die Eigenschwingungen der Waage sehr stark abgedämpft werden.

[1]) Akust. Z. 4 (1939), S. 316.

[2]) E. Lehr, Arch. Elektrotechn. 24 (1930), S. 330; R. Bernhard und A. Kammerer, Elektrotechn. Z. (1933), S. 257.

[3]) H. Waas, Forsch. auf d. Gebiet d. Ingenieurwesens 2 (1931), S. 375; H. Reiher und F. J. Meister, ebenda 2 (1931), S. 381; E. Meyer und W. Böhm, Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 404.

Die endgültige Meßeinrichtung ist in der Abb. 1 dargestellt. Zur Herstellung der langsamen Schwingungen bis zu etwa 10 Hz diente eine mit einem größeren Schwungrad versehene Exzenterscheibe, deren Schwingungen mittels einer Pleuelstange und entsprechender Parallelführung über eine Feder F_3 auf eine horizontal

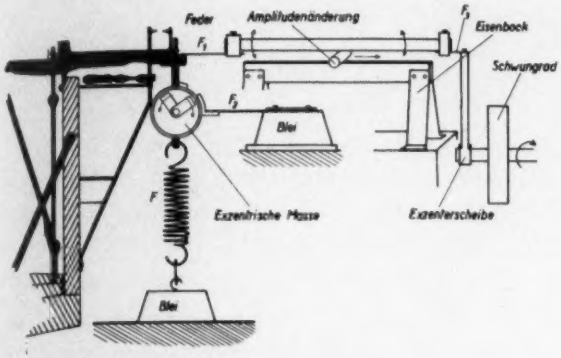


Abb. 1. Anordnung zur Herstellung vertikaler Schwingungen

liegende Röhre übertragen wurden. Unterhalb und parallel dieser Röhre befindet sich massiv auf dem Boden gelagert eine Eisenschiene mit glatt geschliffener Oberfläche. Zwischen der Röhre und der Schiene kann durch Verschieben eines Rundstahles, der als Drehpunkt dient, erreicht werden, daß die Schwingungsamplitude am Ende der linken Röhrenseite im Verhältnis von etwa 1:10 während der Schwingungen leicht geändert werden kann. Mittels einer Feder F_1 wurden diese Schwingungen auf den Waagebalken übertragen. Da der auf dem Waagebalken wirkende Gleichdruck durch die Feder F ausgeglichen ist, so kann die Waage bereits durch ganz kleine Kräfte in beliebige Schwingungen versetzt werden. Um die Frequenzen bequem einstellen zu können, montiert man zweckmäßig längs einer U-förmigen Eisenschiene eine Reihe gleicher Zahnräder derart, daß jede folgende Achse sich immer 2mal langsamer bewegt. Koppelt man nacheinander das Schwungrad mit den einzelnen Achsen, so lassen sich leicht Frequenzkurven aufnehmen.

Zur Herstellung der Schwingungen oberhalb 10 Hz diente, wie die Abb. 1 zeigt, eine exzentrisch rotierende Masse an Stelle der Waagschale. Damit der Waagebalken lediglich vertikale Schwingungen erhält, wurde das Gehäuse und die Achse der exzentrischen Masse mittels einer etwa 8 cm breiten Feder F_2 an einer großen Bleimasse befestigt. Die exzentrische Masse wurde von der obigen Zahnradreihe über eine biegsame Welle (Bohrer der Zahnärzte) in Drehung versetzt. Unter den in der Abb. 1 eingezeichneten exzentrischen Massen dreht sich noch eine mit ihnen verbundene zentrische Scheibe, damit durch ihre Trägheit besonders bei kleinen Drehzahlen ein gleichmäßiger Umlauf erhalten wird und die biegsame Welle nicht in Schwingungen kommt.

Durch Verstellen der exzentrischen Massen gegeneinander läßt sich leicht die Schwingungsamplitude einstellen. Allerdings mußte dazu immer der Motor ausgeschaltet werden. Doch stört dies nicht, da bei den höheren Frequenzen wegen der Ermüdungs- und Anpassungserscheinungen die Schwingungen immer nur auf kurze Zeit eingeschaltet werden.

Bei passender Wahl der Federn F_1 und F_2 lassen sich ohne weiteres die tiefen und hohen Schwingungen gleichzeitig auf den Waagebalken übertragen. Will man gleichzeitig zwei verschiedene höhere Schwingungen herstellen, so bringt man unterhalb der ersten exzentrischen Masse noch eine zweite an, die dann von einem zweiten Motor mit biegsamer Welle angetrieben wird. Um gleichzeitig zwei tiefe Schwingungen zu erhalten, wurde in der Abb. 1 der Eisenbock nicht auf dem Boden befestigt, sondern auf einem Brett, das längs der hinteren Kante drehbar war, während in der Mitte der vorderen Seite mittels einer Exzenterscheibe das Brett und damit die Eisenschiene periodisch gehoben und gesenkt wurde.

Zur Herstellung der waagerechten Schwingungen diente ein horizontales Pendel von 2 m Länge, das wie die Abb. 2 zeigt, mit zwei Stahldrähten an der Wand befestigt war. Für die Dämpfung der Drahtschwingungen sorgt eine 1 cm dicke Filzschicht. Um das Pendel in langsame horizontale Schwingungen zu versetzen und um deren Amplitude leicht verändern zu können, wurde die Anordnung der Abb. 1 benutzt, wobei die Feder F_1 auf einen Hebelarm wirkte, der die

vertikalen Schwingungen in horizontale überführte. Die Schwingungen oberhalb 10 Hz erzeugten wiederum rotierende exzentrische Massen, die auf der unteren Seite des Pendels befestigt waren. Damit durch die Zentrifugalkräfte das Pendel nicht gehoben wird und in vertikale Schwingungen kommt, wurde auf der rechten und linken Seite der schwingenden Plattform je eine breite Blattfeder befestigt, auf der eine größere Bleimasse hing. Hierdurch verkleinern sich die Vertikalschwingungen sehr stark, während die horizontalen Schwingungen wegen der Nachgiebigkeit der Federn kaum beeinflußt werden. Außerdem stand unter der Plattform ein kleiner Tisch, der durch einen Anschlag allzu große seitliche Schwingungen des Pendels verhinderte und bei einem eventuellen Herabfallen der Anordnung die Falltiefe auf einige Millimeter beschränkte.

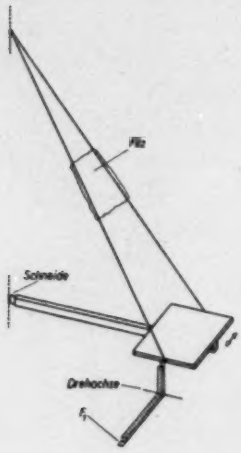


Abb. 2. Horizontalpendel für die Herstellung der waagerechten Schwingungen

Die Bestimmung der Schwingungsamplituden erfolgte meist elektrodynamisch, indem die Tauchspule eines elektrodynamischen Lautsprechersystems mit der Waage oder dem Horizontalpendel verbunden wurde, während der permanente Magnet in Ruhe blieb. Bei Frequenzen unterhalb 10 Hz wurden die entstehenden Spannungen mit einem Stimmgabelunterbrecher zerhackt und so über einen gewöhnlichen Verstärker einer Braunschen Röhre zugeführt, so daß auch die Reinheit der Sinusform beurteilt werden konnte. Viele Schwellenamplituden konnten auch mikroskopisch oder mit der Schublehre ausgemessen werden.

Mit dem elektrodynamischen Amplitudenmesser, der auch ähnlich einem großen Tonabnehmer für Tiefenschrift ausgebildet wurde, konnte gezeigt werden, daß die Plattform der Dezimalwaage bis zu etwa 120 Hz bei leicht auszuführenden Versteifungen der Waage noch keine Resonanzen zeigt und an allen Stellen mit gleicher Amplitude vertikal schwingt. Auch beim horizontalen Pendel ließen sich bis zu dieser Frequenz reine waagerechte Schwingungen herstellen.

2. Über die eben merkbaren Schwingungsamplituden beim Stehen und Sitzen

Zunächst wurde mit der Waage die Frequenzabhängigkeit der Amplitudenschwelle für vertikale Schwingungen und den frei stehenden Menschen bestimmt. Die erhaltenen Meßwerte sind in der Abb. 3 dargestellt, wobei die Ordinate die effektiven Schwingungsamplituden in cm angibt. H. Reiher und F. J. Meister[4]) haben ebenfalls die Empfindlichkeit des stehenden Menschen gegenüber vertikalen Schwingungen untersucht, indem sie nach einer Erschütterungsbeeinflussung von 5 Minuten die Versuchsperson fragten, ob sie die Schwingungen wahrnimmt oder nicht. Da an der Reizschwelle die Ermüdungs- und Anpassungserscheinungen noch keine große Rolle spielen, so ergeben sich für die Empfindungsschwelle nach dieser Methode fast die gleichen Werte, wie bei der gewöhnlichen Schwellenmessung, bei der die Schwingungen verhältnismäßig kurze Zeit dargeboten werden.

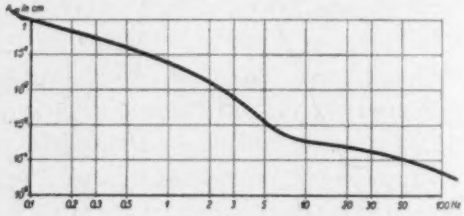


Abb. 3. Frequenzabhängigkeit der Amplitudenschwelle des stehenden und sitzenden Menschen für vertikale Schwingungen

Als zweckmäßige Meßdauer, bei der sich die Vibrationsempfindung bereits vollständig ausbildet, ergab sich für die Schwingungen oberhalb 20 Hz etwa 3 sec., während für die Frequenz

[4]) H. Reiher und F. J. Meister, Forsch. auf d. Gebiet d. Ingenieurwesens 2 (1931), S. 381.

0,1 Hz wenigstens zwei Schwingungen, d. h. 20 sec notwendig sind. Die Schwellenwerte von H. Reiher und F. J. Meister stimmen in dem von ihnen gemessenen Frequenzbereich von 4—50 Hz mit unseren Messungen sehr gut überein. Sämtliche Schwellenmessungen wurden bei geschlossenem Auge ausgeführt.

Für die Frequenzen unterhalb 0,5 Hz haben wir jedoch kleinere Werte erhalten als sie in der Literatur angegeben werden[5]). Wir haben daher die aus dem Jahre 1874 stammenden Messungen von E. Mach[6]) nach seinen Angaben genau wiederholt, indem wir eine Schaukel von 4 m Länge herstellten und diese nach Kompensation des Körpergewichtes der Versuchsperson mit der Anordnung der Abb. 1 in Schwingungen von 0,14 Hz versetzten. Doch ergaben sich auch hier immer kleinere Werte.

Die Schwellenkurve hat einen merkwürdigen Verlauf und zeigt zwischen 5 und 10 Hz einen Knick. Bei den einzelnen Meßreihen, wo die Mittelwertbildung zwischen den verschiedenen Beobachtern noch fehlt, ist diese Erscheinung noch stärker ausgebildet, da zwischen 7 und 15 Hz die Schwelle meist konstant ist. Der Knick erklärt sich dadurch, daß die Schwellenamplitude für die Hautverschiebungen von etwa 15 Hz an abwärts fast konstant ist[7]). Würde der menschliche Körper eine sehr große Masse besitzen, so daß er auch bei den Schwingungen von 0,1 Hz vollkommen still bleiben würde, so müßte die Fußsohle die Schwingungen elastisch aufnehmen und die Hautverschiebungen und die Schwelle würden konstant bleiben. Da dies jedoch nicht der Fall ist, so macht der Körper unterhalb 5 Hz die Schwingungen der Waage mit, so daß die Relativverschiebungen zwischen dem Fußknochen und der Waage mit abnehmender Frequenz immer kleiner werden und damit die Schwelle zunimmt.

Unterhalb etwa 1 Hz hat man die Empfindung, daß überhaupt keine Deformation der Haut oder der Muskel durch die Schwingungen mehr entsteht, so daß die Schwingungen durch ein ganz besonderes Sinnesorgan, das Gleichgewichtsorgan, wahrgenommen werden. Daß diese Vorstellung nicht immer zutrifft und daß auch unterhalb 1 Hz Zug- und Druckkräfte, vielleicht im Körperinnern, zur Schwingungsempfindung beitragen, zeigt sich, wenn man in sitzender Stellung z. B. bei 1 Hz die Schwingungsamplitude der Waage unterschwellig einstellt, so daß überhaupt nichts empfunden wird und hierauf die Füße von der Waage auf den Boden stellt. Dadurch entsteht eine Relativverschiebung zwischen Körper und Fuß, die nun nicht in den Fuß lokalisiert wird, sondern die Empfindung erzeugt, als würde sich der ganze Körper auf und ab bewegen.

Zur Beurteilung der Verkehrserschütterungen ist es wichtig, die Schwelle für den sitzenden Menschen zu kennen. Die Messungen zeigten, daß sie sich praktisch vollkommen mit den Werten für den stehenden Menschen decken, solange die Füße sich ebenfalls auf der Waage befinden.

Um auch die Schwelle für die Relativverschiebung zwischen Fußsohle und Stuhl kennenzulernen, wurde bei normaler Sitzstellung der Fuß auf die Waage gesetzt, während der übrige Körper auf einem bewegungslosen Stuhl ruhte. Ferner wurde auf die Waage ein Griff montiert, ähnlich dem Steuerrad eines Kraftwagens, und es wurden beim ruhigen Sitzen die Schwingungsamplituden des Steuerrades bestimmt, die von der Hand noch wahrgenommen werden können.

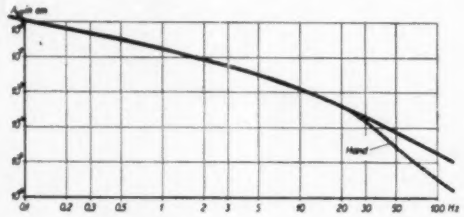


Abb. 4. Amplitudenschwelle für vertikale Schwingungen der Hand (punktiert) und des Fußes bei sonst ruhendem Körper

Die erhaltenen Werte sind in der Abb. 4 dargestellt. Unterhalb 20 Hz fallen die beiden Kurven vollkommen zusammen, da man die Schwingungen besonders in den Gelenken

[5]) F. J. Meister, Akust. Z. 2 (1937), S. 1.
[6]) E. Mach, Grundlinien der Lehre von den Bewegungsempfindungen. Leipzig 1875, S. 32.
[7]) Akust. Z. 4 (1939), S. 316.

wahrnimmt. Oberhalb 20 Hz bleiben die Gelenke meist ruhig und die Vibrationsempfindung wird in der Haut wahrgenommen, so daß die Schwellen für die Hand kleiner werden als für den Fuß, da die Finger die größte Empfindlichkeit aufweisen. In dem Frequenzbereich zwischen 2 und 10 Hz wird oft die Schwingung des Armes oder Fußes in vergrößertem Maße auf den Oberkörper übertragen, wodurch die Messungen sehr erschwert werden. Bei der Frequenz 0,1 Hz betrug an der Reizschwelle die effektive Schwingungsamplitude 1 mm.

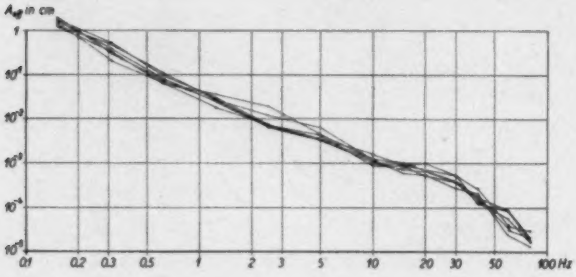


Abb. 5. Reizschwelle beim Stehen und horizontalen Schwingungen

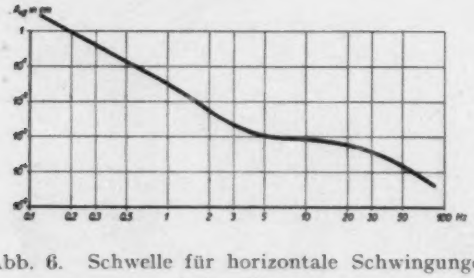


Abb. 6. Schwelle für horizontale Schwingungen beim Sitzen

Die Schwellenwertmessungen des Fußes und des in der Hand gehaltenen Steuerrades, bei sonst ruhigem Sitzen, ergaben bei horizontalen Schwingungen fast genau die gleichen Werte, wie sie für die vertikalen Relativverschiebungen erhalten wurden.

Für den stehenden Menschen ergab sich jedoch zwischen vertikalen und horizontalen Schwingungen ein Unterschied, da für seitliche Schwingungen die Schwelle zwischen 3 und 30 Hz etwas höher liegt. Dies zeigt die Abb. 5, in der die an drei verschiedenen Tagen erhaltenen Meßreihen zweier Beobachter eingetragen sind, um die Genauigkeit der Beobachtungen zu zeigen. Abb. 6 stellt die Schwelle der horizontalen Schwingungen beim Sitzen dar. Beide Abbildungen beziehen sich auf horizontale Schwingungen in Richtung der Schultern, doch trat kein merklicher Unterschied auf, wenn die Schwingungen von vorn nach rückwärts erfolgen.

Vergleicht man die erhaltenen Schwellenkurven mit der Kurve, die sich früher[8]) für punktförmige oder kleinflächige (unter 1 cm²) Hautverschiebungen ergab, so zeigt sich, daß oberhalb 20 Hz bei der großflächigen Reizung, wie sie in der Praxis meist vorkommt, die Schwelle etwas abnimmt. Dies kann man auch unmittelbar zeigen, wenn man auf die schwingende Plattform einmal eben nur die Fingerspitze und dann die ganze Hand auflegt. Für die Frequenzen unterhalb 20 Hz ist jedoch die Schwelle für die großflächigen Reize meist ganz bedeutend größer als bei punktförmiger Reizung, da bei der letzteren die Hautdeformation unmittelbar der Schwingungsamplitude gleich ist, während bei der großflächigen Reizung der Körper von der schwingenden Unterlage bis zu einem gewissen Grade mitgenommen wird, so daß die Deformationen kleiner bleiben als die Schwingungsamplitude.

3. Über die Reizschwelle sinusförmiger Druckschwankungen

Die Beobachtungen zeigten, daß bei einer Frequenzverkleinerung der menschliche Körper immer mehr den Schwingungen der Waage folgt und sich den Bewegungen eines starren Körpers nähert. Da die Deformationen dem Druck proportional sind, so ist anzunehmen, daß das Ansteigen der Schwellenkurve bei den tiefen Frequenzen wegfällt, falls man nicht die Schwingungsamplitude, sondern den auf die Waage ausgeübten Wechseldruck bestimmt.

Um für den stehenden und sitzenden Menschen neben dem Gleichdruck bis zu 80 kg auch die durch die Schwingungen entstehenden kleinen Druckschwankungen von etwa 10 g bestimmen zu können, wurde ein besonderes großflächiges Mikrophon konstruiert. Es besteht

[8]) Akust. Z. 4 (1939), S. 316.

aus einem kleinen Tisch mit drei Füßen, von denen in der Abb. 7 zwei sichtbar sind. Am Ende der Füße war je eine Quarzdruckzelle befestigt (Durchmesser der Quarzscheiben 1 cm), deren äußere Elektroden geerdet waren, während die mittleren Elektroden über ein biegsames koaxiales Kabel zu dem Gitter einer Verstärkerröhre führten. Mit einem zweistufigen Gleichstrom-Verstärker konnte eine genügende Spannung erzeugt werden, um an der Reizschwelle die Druckschwankungen mit

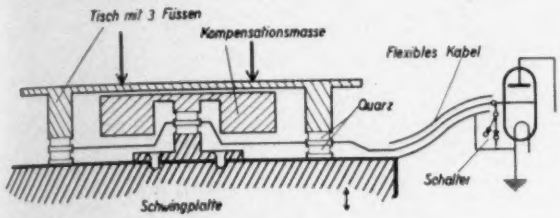


Abb. 7. Großflächiges, scheinbar massenloses, Quarzmikrophon zur Meßung der Wechseldruckübertragung auf den stehenden und sitzenden Menschen

einer BRAUNschen Röhre zu beobachten. Bleibt die Anodenspannung der ersten Röhre unter 20 Volt, so läßt sich am Gitter eine sehr hohe Isolation erreichen, derart, daß beim plötzlichen Einsetzen eines konstanten Gleichdrucks die entstehenden Gleichspannungen erst innerhalb 10 sec auf den halben Wert herabsinken. Stellt man sich daher auf den Quarztisch, so kommt wegen der entstehenden Gleichspannungen die erste Röhre für längere Zeit aus ihrem normalen Arbeitsbereich. Um dies zu vermeiden, wurde das Gitter der ersten Röhre dauernd geerdet und nur im Augenblick der Messung freigegeben.

Voruntersuchungen zeigten, daß die Quarzdruckzellen bis zu 90 kg, d. h. 30 kg pro Zelle, linear arbeiten und die Spannungen von der Verteilung des Druckes auf dem Tisch unabhängig sind.

Damit die Tischplatte bis zu den Frequenzen von 100 Hz nicht resoniert, mußte sie verhältnismäßig massiv gebaut werden, so daß ihr Gewicht etwa 0,7 kg betrug. Es erzeugten daher die Schwingungen des leeren Tisches bereits merkliche Spannungen. Um jedoch die Tischplatte gleichsam massenlos zu machen, wurde, wie die Abb. 7 zeigt, unter ihr eine 4. Quarzdruckzelle angebracht, die vollständig frei auf der schwingenden Plattform der Waage lag und mit einem Gewicht gleich dem des Tisches belastet war. Bei den Schwingungen der Waage erzeugen daher die drei Zellen des Tisches zusammen die gleichen Ladungen wie die 4. Druckzelle, so daß sich die entstehenden Spannungen aufheben, wenn man in der 4. Druckzelle die Quarzscheiben umpolt und zu den übrigen Druckzellen schaltet. Die Güte der Kompensation läßt sich leicht überprüfen, wenn man den Tisch von der schwingenden Waage abhebt.

Die für den stehenden Menschen erhaltenen Druckschwellen sind in der Abb. 8 dargestellt und zeigen, wie erwartet, unterhalb 10 Hz nur eine geringe Frequenzabhängigkeit. Sämtliche Schwellenmessungen, auch die der Schwingungsamplitude, wurden mit Schuhen ausgeführt, wobei mit oder ohne Gummiabsätzen im wesentlichen die gleichen Werte erhalten wurden. Die Abb. 8 gilt auch für den sitzenden Menschen, denn geringe Unterschiede traten meist nur in dem Bereich zwischen 5 und 10 Hz auf, und es war auch hier der effektive Wert der Druckschwelle in dem Frequenzbereich von 0,5 bis 10 Hz konstant 10^5 dyn.

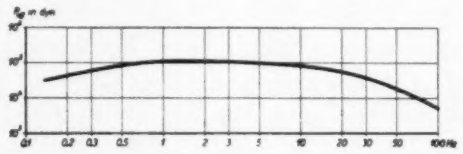


Abb. 8. Frequenzabhängigkeit der Druckschwelle für den stehenden und sitzenden Menschen bei vertikalen Schwingungen

Es ist bekannt, daß die Schwellenkurve der Sinnesorgane so abgestimmt ist, daß die Störungen des eigenen Körpers gerade noch unter der Schwelle bleiben. Die Empfindlichkeit des Auges nimmt bei den langen Wellenlängen des Lichtes sehr stark ab, damit die Wärmestrahlung des eigenen Körpers nicht wahrgenommen wird. Auch beim Ohre steigt für die tiefen Frequenzen die Schwelle sehr stark an, damit die Blutdruckschwankungen und der Pulsschlag nicht gehört werden.

Um diese Frage auch für die Schwingungsempfindung zu untersuchen, wurden die Druckschwankungen oszillographiert, die beim vollständig Ruhigstehen auf dem Quarztisch auftreten. Die zwei oberen Aufnahmen der Abb. 9 zeigen, daß beim Stehen besonders eine Schwingung von 0,3—0,5 Hz auffällt. Sie rührt vom langsamen Pendeln des Körpers bei geschlossenen Augen her und bleibt auch bei zu-

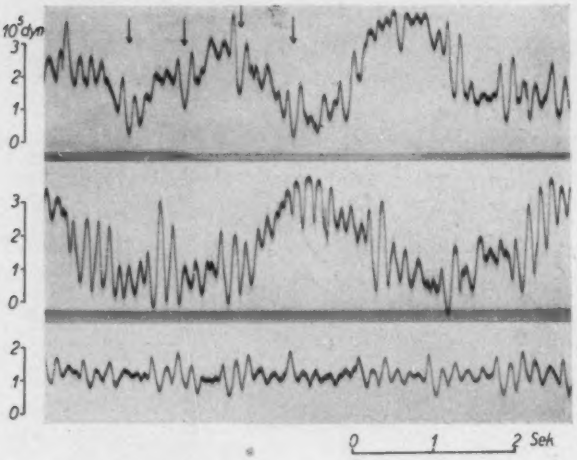


Abb. 9. Die beim ruhigen Stehen und Sitzen auf den Boden übertragenen Druckschwankungen. (10^5 dyn ~ 100 g-Gewicht)

rückgehaltenem Atem bestehen, trotzdem sie durch den Atemrhythmus oft stark beeinflußt wird. Ihre Druckamplitude fällt genau mit der Schwelle zusammen. Beim Sitzen bleibt dieses Pendeln weg, wie die untere Aufnahme der Abb. 9 zeigt, so daß nur die in periodischen Zeitabständen sich wiederholenden, mit etwa 7 Hz abklingenden Schwingungen zu sehen sind. Diese Schwingungen fallen mit dem Pulsschlag zusammen und können wie auch die beiden obersten Aufnahmen zeigen bei verschiedenen Personen eine sehr verschiedene Dämpfung aufweisen.

4. Über die mechanische Impedanz des stehenden und sitzenden Menschen

Stellt man sich auf das Quarzmikrophon, so kann mit Leichtigkeit die mechanische Impedanz des stehenden Menschen gemessen werden. Man braucht nämlich nur die Tauchspule des elektrodynamischen Geschwindigkeitsmessers mit der schwingenden Plattform der Waage zu koppeln, die entstehenden Spannungen mit einem Gleichstromverstärker zu verstärken und sie dem einen Plattenpaar einer Braunschen Röhre zuzuführen, während das dazu senkrechte Plattenpaar die Druckschwankungen des Quarzmikrophons anzeigt. Aus den entstehenden Ellipsen läßt sich die Impedenz nach Größe und Phase leicht ermitteln[9]).

Bei den Frequenzen unterhalb 3 Hz schwingt jedoch der Körper fast wie eine starre Masse, so daß der Verlustwinkel sehr klein wird. Man bestimmt dann den Verlust am besten nach einer Resonanzmethode. Zweckmäßig verwendet man dazu die Dezimalwaage, wobei man die Gewichtsschale durch eine entsprechend gespannte Feder ersetzt. Stößt man die Waage an, so klingen die Schwingungen langsam ab. Das mechanische System der schwingenden Plattform und das entsprechende elektrische Ersatzschema[10]) ist in der Abb. 10 dargestellt. Da, wie aus der Abbildung ersichtlich, die Elemente der Waage alle einander parallel geschaltet sind, bei der Rechnung dagegen eine Reihenschaltung die bequemere ist, so wählt man zweckmäßig die elektrische Analogie erster

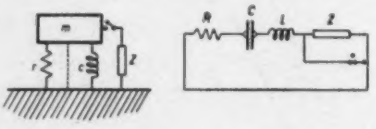


Abb. 10. Elektrisches Ersatzschema der Waage.

Masse = m (g)	Selbstinduktion = L (Henry)
Nachgiebigkeit = c (cm/dyn)	Kapazität = C (Farad)
Reibungswiderstand = r (dyn/cm/sec)	Widerstand = R (Ohm)

Art, bei der sich die Parallelschaltung in eine Reihenschaltung verwandelt.

Danach berechnet sich die Selbstinduktion L und der Verlustwiderstand R bei kleinen Dämpfungen aus den bekannten Gleichungen

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad \text{und} \quad \ln\frac{A_1}{A_2} = \pi R\sqrt{\frac{C}{L}},$$

[9]) Akust. Z. 4 (1939), S. 316.

[10]) F. A. Fireston, J. Acous. Soc. Am. 4 (1933), S. 256.

wobei die Schwingungsdauer T, das Amplitudenverhältnis zweier aufeinander folgender Schwingungen $\frac{A_1}{A_2}$ und die Nachgiebigkeit der Feder C bekannt ist. Da die Feder über einem Hebelarm auf der Plattform angreift und die Plattform eine 10mal kleinere Verschiebung ausführt wie das Ende der Feder, während die Kraft gleichzeitig 10mal größer ist, so ergibt sich für die Nachgiebigkeit c (cm/dyn) ein 100mal kleinerer Wert als er der Feder entspricht.

Registriert man nun den Abklingvorgang der Waage mit einem logarithmischen Nachhallschreiber einmal ohne Belastung und dann mit dem darauf stehenden Menschen, so läßt sich aus der Differenz der berechneten L und R die Impedanz des Menschen ermitteln. Sollte sich der Reibungswiderstand der Waage mit der Belastung merklich ändern, so ist es zweckmäßig, bei der ersten Messung die Waage mit einer dem Menschen entsprechenden Masse zu belasten. Ferner ist darauf zu achten, daß die benutzten Federn keine zu große Masse besitzen, da diese mit dem 100fachen Wert in die Formeln eingeht.

Die Messungen mit der Waage zeigten, daß beim normalen Stehen und bei 2,5 Hz der Körper ohne merkliche Deformationen schwingt, denn der Verlustwinkel beträgt bei dieser Frequenz nur 15′. Bei einer ganz geringen Durchbiegung der Knie jedoch wächst er sofort auf den 4—6fachen Wert an. Mit zunehmender Frequenz steigt der Verlustwinkel sehr stark an, denn bei 10 Hz wird die mechanische Impedanz bereits ein Widerstand. Da der Verlustwinkel auch mit zunehmender Schwingungsamplitude zunimmt, so wurden die Impedanzmessungen an der Reizschwelle ausgeführt.

Die beim Stehen für vertikale Schwingungen erhaltenen Impedanzwerte erster Art (Kraft/Geschwindigkeit) sind für zwei Versuchspersonen von je 60 kg in der Abb. 11 dargestellt. Die untere Kurve zeigt die Phase, die in der Umgebung von 20 Hz das Überwiegen der elastischen Kräfte gegenüber den Massenkräften anzeigt. Bei orientierenden Betrachtungen macht man keinen großen Fehler, wenn man oberhalb 7 Hz die mechanische Impedanz des stehenden Menschen als Reibung auffaßt, während sie unterhalb 4 Hz eine Masse darstellt.

Beim Sitzen ergab sich für den Absolutwert der Impedanz fast die gleiche Frequenzabhängigkeit. Nur die Phase war oberhalb 7 Hz um etwa 30° nach der Massenachse hin verdreht, so daß sie bei 20 Hz 0° wurde.

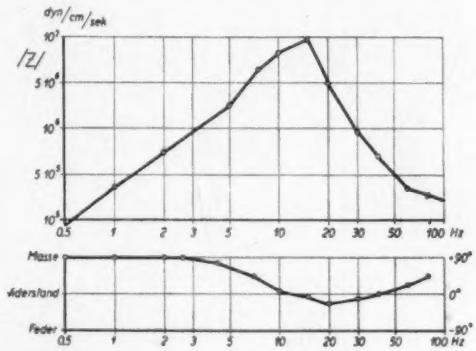


Abb. 11. Mechanische Impedanz des stehenden Menschen für vertikale Schwingungen, vom Fuß aus gemessen

Da die Impedanz einer Masse $Z = i\,\omega\,m$ mit steigender Frequenz immer zunimmt, in der Abb. 11 jedoch die Impedanz oberhalb 15 Hz abfällt, so folgt daraus, daß oberhalb 15 Hz bei einer Frequenzerhöhung immer kleinere Massen des Körpers in Schwingungen versetzt werden. Man kann diese Erscheinung auch bei den Schwellenmessungen sehr gut verfolgen, denn bis zu etwa 5 Hz hat man an der Schwelle die Empfindung, daß der Körper gleichmäßig seiner ganzen Länge nach in Schwingungen versetzt wird. Bei höheren Frequenzen jedoch erreicht die Schwingungsempfindung immer nur kleinere Höhen und oberhalb etwa 80 Hz beschränkt sich an der Reizschwelle die Vibrationsempfindung auf die Fußsohle.

In der Abb. 12 ist dargestellt, welche Körperhöhen die Vibrationsempfindung beim zweifachen Wert der Reizschwelle für die verschiedenen Frequenzen erreicht.

Da mit zunehmender Frequenz immer kleinere Massen die Schwingungen der Unterlage mitmachen, so bleiben die oberen Massen in Ruhe, d. h. die Schwingungen werden nach oben sehr

stark gedämpft. In der Abb. 13 ist in den beiden unteren Kurven für vertikale Schwingungen angegeben, wievielmal die Schwingungsamplitude des Kopfscheitels kleiner ist als die des Fußes bzw. Sessels. Die Messungen waren schlecht reproduzierbar und änderten sich stark je nach der Versuchsperson. Trotzdem läßt sich gut feststellen, daß die Dämpfung oberhalb 50 Hz sehr stark ansteigt.

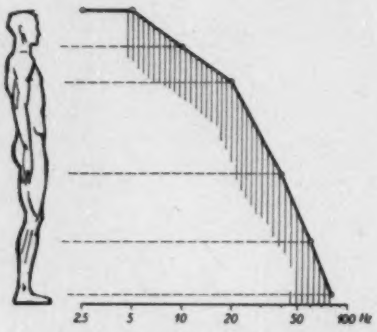


Abb. 12. Während bei tiefen Frequenzen der Körper als Ganzes schwingt, so erreichen bei zunehmender Frequenz die Schwingungen nur immer kleinere Körperhöhen

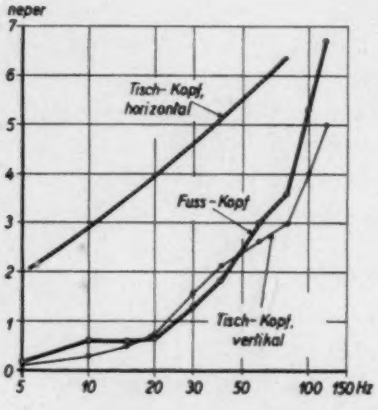


Abb. 13. Dämpfung der auf den Kopf übertragenen Schwingungen beim Stehen und Sitzen auf einer schwingenden Platte

Das Verhalten der Wirbelsäule gegenüber horizontalen Schwingungen läßt sich gut verfolgen. Spannt man längs des Rückens eine weiße Schnur derart, daß sie die Bewegungen der Wirbelsäule mitmacht, so führt der Oberkörper beim Sitzen bis zu 0,5 Hz rein parallele Bewegungen aus. Bei etwa 0,6 Hz beginnt jedoch, wie die Abb. 14 zeigt, der Kopf etwas gegenüber den Schwingungen des Sessels zurück zu bleiben. Bei etwa 1,6 Hz tritt eine ausgesprochene Resonanz auf, so daß die Körperschwingungen ein Mehrfaches der Schwingungen des Horizontalpendels ausmachen. Bei weiterer Frequenzsteigerung rückt der Schwingungsknoten immer tiefer, so daß gelegentlich entsprechend den Schwingungen des an einem

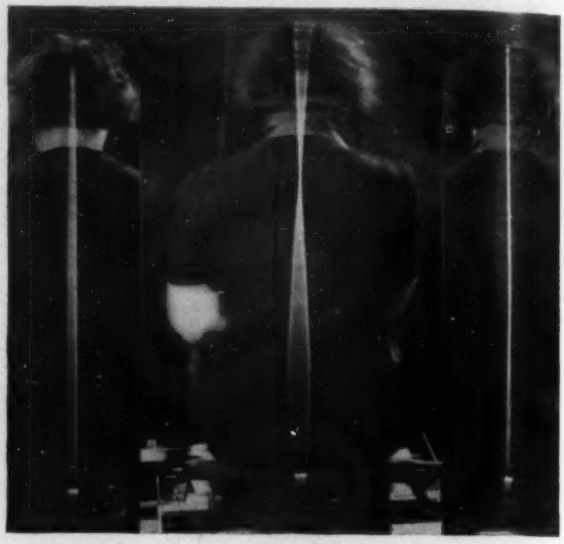


Abb. 14. Schwingungsformen der Wirbelsäule

Ende freien Stabes, auch ein zweiter Knoten sichtbar wird. Meist ist jedoch die Dämpfung so groß, daß sich keine stehenden Wellen mehr ausbilden können und nur Wanderwellen sichtbar werden. Oberhalb 4 Hz beschränken sich die Schwingungen meist auf die unmittelbare Nähe des Horizontalpendels. Die Dämpfungen der Schwingungen bis zum Kopf sind in der oberen Kurve der Abb. 13 dargestellt.

Für den stehenden Menschen scheint sich bei seitlichen Schwingungen bis zu etwa 0,2 Hz noch eine Parallelbewegung zu ergeben, während die erste Resonanzstelle bei etwa 0,6 Hz erhalten wurde.

Zusammenfassung

Es wird aus einer Dezimalwaage ein Schütteltisch für vertikale Schwingungen hergestellt,

der eine Belastung von 100 kg aushält. Mit dieser Anordnung wird die Reizschwelle sinusförmiger Schwingungen für den normal stehenden und sitzenden Menschen ihrer Frequenzabhängigkeit nach ausgemessen. Der untersuchte Frequenzbereich erstreckt sich von 0,1 Hz bis zu 100 Hz. Außerdem wird untersucht, welche Verschiebungen der Hand oder des Fußes gegenüber dem ruhenden Körper wahrgenommen werden.

Mit einem besonderen großflächigen Quarzmikrophon ließ sich für den stehenden Menschen die Druckschwelle der Schwingungsempfindung bestimmen, die, wie erwartet, in einem großen Frequenzbereich frequenzunabhängig ist. Beim ruhigen Stehen oder Sitzen zeigten sich periodische Druckschwankungen, die z. T. mit dem Pulsschlag zusammenfallen.

Um bei Fahrzeugen die Schwingungsübertragung auf den Menschen berechnen zu können, wurde die mechanische Impedanz des Menschen nach zwei verschiedenen Methoden ermittelt. Die Frequenzabhängigkeit der Impedanz zeigt, daß mit zunehmender Schwingungszahl immer kleinere Massen des Körpers in Schwingungen versetzt werden.

Mittels eines Horizontalpendels wurden auch die Schwellen für waagerechte Schwingungen untersucht. Gleichzeitig konnten auch die Resonanzerscheinungen der Wirbelsäule beobachtet werden.

(*Eingegangen am 28. August 1939.*)

Vorschlag zur Definition der Trittschalldämmung

Von P. Haller,

Eidgenössische Materialprüfungs- und Versuchsanstalt für Industrie, Bauwesen und Gewerbe, Zürich

(Mit 2 Textabbildungen)

Als Maß für die Trittschalldurchlässigkeit einer Decke ist in den Mitte letzten Jahres erschienenen deutschen DIN-Vorschriften „Technische Bestimmungen für die Zulassung neuer Bauweisen" die Lautstärke in Phon im unteren Raum, umgerechnet auf ein Schallschluckvermögen von 1 m², angenommen worden. Diese Meßvorschrift setzt ein einheitlich genormtes Schlagwerk voraus. Je kleiner der Geräuschpegel im unteren Raum, desto größer das Schalldämmvermögen der Decke. Im Gegensatz zum Luftschallmaßstab steigt die Trittschalldämmfähigkeit mit abnehmendem Geräuschpegel; diese Gegenläufigkeit der beiden Maßstäbe führt leicht zu Begriffsverwirrungen.

Es wird nun ein Vorschlag für einen Trittschallmaßstab gemacht, der ähnlich der Luftschalldämmzahl aufgebaut, ein klares Bild von der Dämmwirkung der Decken- und Belastungskonstruktion liefert.

In Anlehnung an den Luftschallmaßstab wird als Maß für die Trittschalldämmung das Verhältnis der gesamthaft in Schallenergie umgerechneten Fallenergie E_1 zu der aus dem im unteren Raum gemessenen Schalldruck errechneten Schalldichte E_2 zugrunde gelegt.

Im *db*-Maßstab ist also die Trittschalldämmung

$$T = 10 \log \frac{E_1}{E_2}.$$

Verfolgen wir vorerst die Energie des Schlagwerkes auf ihrem Weg durch die Decke. Ein erster Teil der Fallenergie wird durch die Verformungsarbeit und Wärmeentwicklung in den Hämmern und an der Aufschlagstelle unschädlich gemacht. Diese Energienumwandlung ist bei leichteren Hämmern und geringeren Fallhöhen relativ größer. Daraus lassen sich auch die Unterschiede in den Ergebnissen mit verschiedenen Hammergewichten und Fallhöhen erklären.

Beim Aufschlag werden Schallwellen in den oberen Raum abgestrahlt. Durch Überstülpen einer bepolsterten Haube wird diese Schallenergie soweit geschluckt, daß sie für den unteren Raum nicht mehr als Schallquelle in Frage kommt. In der Belagskonstruktion wird ein dritter Teil der nun in Schwingungsenergie umgewandelten kinetischen Energie durch Wärmeentwicklung zerstört. Abstrahlungen in den oberen Raum sind nicht ausgeschlossen. Der Restbetrag wird an die Deckenkonstruktion abgegeben. Von hier aus zweigen zwei Wege ab. Der weit größere Teil der Energie wird den Wänden zugeleitet, gelangt von dort langsam durch Wärmeverluste reduziert in alle zusammenhängenden Bauelemente. Bei schwingungsfähigen Wänden und Decken wird ein Teil dieses Körperschalles an den unteren Raum und gegebenenfalls auch an die neben- und obenliegenden Räume abgegeben. Der zweite Energieweg führt von der Decke direkt in den unteren Raum.

Der im unteren Raum sich aufhaltende Beobachter empfindet die der Raumluft mitgeteilte Schallenergie, mehr oder weniger, je nachdem weniger oder mehr Energie auf ihrem Weg durch die Decke unschädlich gemacht oder fortgeleitet wird. Das Verhältnis der der Deckenkonstruktion mitgeteilten Fallenergie, in Schallenergie E_1 im unteren Raum mit der Schallschluckung A_2 umgewandelt zur im gleichen Raum tatsächlich feststellbaren Energiedichte, gibt ein zuverlässiges Bild von der isolierenden Wirkung der Decken- und Wandkonstruktion. Durch eingehende, systematische Versuche wird es möglich sein, alle die oben genannten Teilbeträge der Energieabwandlungen

zu erfassen und die berechnete Isolierwirkung der Decke aufzuteilen. Man erkennt leicht, daß für den Vergleich zweier Deckenarten nur Ergebnisse, unter genau gleichen Versuchsbedingungen ermittelt, verwendbar sind. Nicht nur das Schlagwerk, sondern auch die Größe und der Aufbau der Wände und die Versuchsdecke sind genau zu charakterisieren.

Die durch das Schlagwerk erzeugte und durch die Hämmer auf die Decke übertragene Energie wird in die fiktive Schallenergie E_1 in Raum 2 mit dem Schallschluckvermögen A_2 folgendermaßen umgewandelt:

$$E_1 = \frac{4S}{c\,A_2} \quad (1)$$

S = Falleistung in erg/sec
$= a \cdot G \cdot h \cdot \omega \cdot 981$
a = Anzahl der Hämmer
G = Gewicht eines Hammers in Gramm
h = Fallhöhe in cm
ω = Tourenzahl/sec
c = Schallgeschwindigkeit in cm/sec
A_2 = Schluckvermögen in cm²

Beim gemessenen Schalldruck p_2 im unteren Raum kann die vorhandene Schalldichte E_2 bei einem Schluckvermögen A_2 wie folgt berechnet werden:

$$E_2 = \frac{p_2^2}{c^2\varrho} \quad (1)$$

ϱ = Luftdichte in g/cm³.

Bei einem Schallschluckvermögen $A_2 = 1$ wäre sowohl E_1 als auch E_2 A_2mal größer. Damit ist die Trittschalldämmung

$$T = 10\log\frac{E_1}{E_2} = 10\log\frac{4\,S\,c^2\cdot\varrho}{c\,A_2\,p_2^2}$$
$$= 10\log(4\,S\,c\,\varrho) - 20\log p_2 - 10\log A_2$$
$$(c\,\varrho = 41{,}5\,\mathrm{g\,cm^{-2}\,sec^{-1}})$$

oder zur Erleichterung der Rechnung:

$$T = 10\log\frac{4\,S\,c\,\varrho}{p_0^2} - 20\log\frac{p_2}{p_0} - 10\log A_2$$

p_0 = Schwellenwert (1000 Hz)

$$T = \underbrace{10\log(4\,S\,c\,\varrho) + 73{,}84}_{\text{Schlagwerkkonstante}} - 20\log\frac{p_2}{p_0} \underbrace{- 10\log A_2}_{\text{Raumkonstante}}.$$

Dieser Ausdruck gibt übereinstimmende Werte bei Anwendung ein- und desselben Fallhammergewichtes von $G_0 = 500$ g. Bei anderen Gewichten ist ein Korrektionsglied $+ 10\log\frac{G}{G_0}$ einzuführen. Die Begründung dieser notwendigen Korrektur, ferner die Festlegung des Bezugsgewichtes wird erst nach Erforschung der physikalischen Zusammenhänge möglich werden.

Vorerst soll die Brauchbarkeit des vorgeschlagenen Verfahrens an Hand eines Beispiels nachgewiesen werden.

Eine Hohlkörperdecke mit schwimmender Belagskonstruktion wurde durch das DIN-Hammerwerk mit verschiedenen Fallhöhen erregt und der Schalldruck im unteren Raum gemessen. Die Berechnung der Trittschalldämmwerte ist nach vorstehendem Ausdruck für die Fallhöhen 0—5 cm durchgeführt worden (Abb. 1).

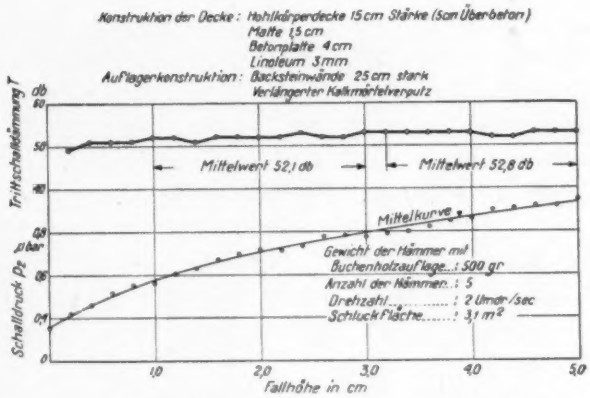


Abb. 1. Bei verschiedenen Fallhöhen gemessene Schalldrücke und die daraus berechneten Trittschalldämmwerte einer Hohlkörperdecke mit schwimmendem Belag

Die einzelnen Versuchswerte weichen $\pm 1\,db$ vom Mittelwert von 52 db ab, mit Ausnahme desjenigen für 0,2 cm Fallhöhe, wobei die Fallhöhen der einzelnen Hämmer noch verhältnismäßig sehr stark voneinander verschieden sind. Bei allen untersuchten vier Decken ist ein Anstieg über den ganzen Fallhöhenbereich von $\sim 1\,db$ mit zunehmender Fallhöhe festzustellen. Dieser geringe Unterschied ist auf den relativ größeren Einfluß der Reibung im Fallwerk bei den kleineren Fallhöhen zurückzuführen.

Die Versuche von Bausch[1]) mit verschie-

[1]) Wilhelm Bausch, Schalldämmungsmessungen im Laboratorium und an fertigen Bauwerken. Beiheft zum Gesundheitsingenieur II, H. 20 (1939).

denen Fallgewichten und Fallhöhen ausgewertet, geben für die untersuchte Decke die in Abb. 2 eingetragenen Trittschalldämmwerte:

Von 28 Versuchswerten geben 14 Versuchswerte $T = 46\,db$, 13 Versuchswerte $45\,db$, ein Wert $T = 47\,db$. Die Streuung über den ganzen Fallenergiebereich von 500—40000 gcm/sec ist

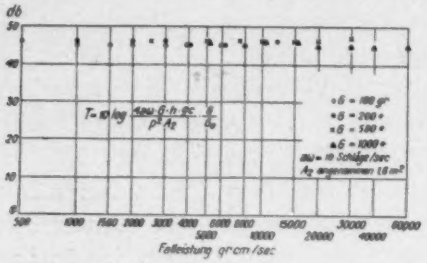


Abb. 2. Versuche BAUSCH-Stuttgart 1939. Errechnete Trittschalldämmwerte bezogen auf Hammergewicht $G_0 = 500$ g

sehr gering. Für verschiedene Schlagzahlen werden ebenfalls übereinstimmende Werte gefunden.

Setzt man den Energieanteil des Luftschalles im unteren Raum in Vergleich mit der gesamten Erregungsenergie, so erhält man für die rohe Decke ohne Belagskonstruktion ein Energieverhältnis von 1:1000, für die Decke mit der in der Zeichnung angegebenen Belagskonstruktion 1:160000. Man ersieht daraus, daß der größte Energieanteil durch die Decke- und Belagskonstruktion vernichtet bzw. abgeleitet wird und erkennt die große Bedeutung des Körperschall-Leitvermögens der Wände.

Der vorliegende Vorschlag hat folgende Vorteile:

1. liefert er ähnlich dem Luftschall ermittelte Dämmwerte in db,
2. gibt er einen Überblick über die verschiedenen in den Dämmwert einbezogenen, maßgebenden Faktoren,
3. es werden die mit verschiedenen Schlag- oder Fallwerken gewonnenen Ergebnisse bei Berücksichtigung der Reibungs- und Schlagversuche und der Lagerungsverhältnisse der Decken vergleichbar.

Zur vollständigen Charakterisierung einer Decken- und Belagskonstruktion ist neben der Angabe des Dämmwertes T noch die Frequenzanalyse des Geräusches im unteren Raum notwendig.

(Eingegangen am 15. August 1939).

Das Schallspektrum von Knallfunken und Knallpistolen mit einem Beitrag über Anwendungsmöglichkeiten in der elektroakustischen Meßtechnik*)

Von W. Weber

(Mit 18 Textabbildungen)

Die vorliegende Arbeit ist aus der Überlegung entstanden, die Übertragungscharakteristik eines Mikrophons im freien Schallfeld (Feldeichung) aus den Ausgleichvorgängen abzuleiten, die von akustischen Impulsen herrühren. Die Anregung hierzu geht von einer Arbeit G. v. Békésys aus, der die Übertragungscharakteristik von Schwingungssystemen ebenfalls aus den Ausgleichsvorgängen ermittelt und für akustische Messungen als zweckmäßige Anregung den Knall einer Kondensatorentladung vorschlägt[1]).

Die Untersuchung von Schwingsystemen nach dieser Methode beruht im allgemeinen darauf, daß man die anregende Größe durch einfache technische Mittel sprunghaft ändert und den darauf folgenden Ausgleichsvorgang beobachtet. Die sprunghafte Änderung der Anregungsgröße läßt sich mit Hilfe der Fourier-Integrale in ein Teiltonspektrum bekannter Form zerlegen. Der Ausgleichsvorgang, entstanden durch die vom Schwingsystem übertragenen Teiltöne, läßt sich ebenfalls nach einem der bekannten Analysierverfahren in ein Teiltonspektrum zerlegen. Aus dem Verhältnis der übertragenen Teiltöne zu den durch die sprunghafte Änderung hervorgerufenen Teiltönen läßt sich die Übertragungscharakteristik nach Betrag und Phase ermitteln. Aus der Fernmeldetechnik sind zahlreiche Arbeiten bekannt, die die Zusammenhänge zwischen Impulsform, Ausgleichsvorgang und Frequenzcharakteristik klargestellt haben[2]).

So hat z. B. eine Systemgröße, die zur Zeit $t = 0$ von 0 auf den Wert 1 ansteigt und dort für unendlich lange Zeit verharrt, ein kontinuierliches Spektrum, dessen Teiltonstärke umgekehrt proportional der Frequenz fällt. Verharrt solch eine Systemgröße nur für eine kurze Zeit Δt, um danach wieder auf Null zurückzukehren, so sind zwei Spektren der erstgenannten Form mit der innerhalb der Zeit Δt erfolgenden Phasenverschiebung voneinander abzuziehen. Für Frequenzen, deren Zeitdauer groß ist gegenüber Δt erhält man eine konstante Teiltonstärke. In dieser Form läßt sich für jeden zeitlichen Verlauf einer Systemgröße das zugehörige Frequenzspektrum angeben[3]).

Bei den akustischen Impulsen handelt es sich um die sprunghafte Änderung des Druckes eines kleinen Luftvolumens in der freien Atmosphäre. Der Überdruck hat eine Ausgleichsbewegung nach der umgebenden Luft zur Folge. Von dem Ablauf des Ausgleichsvorganges ist das akustische Teiltonspektrum abhängig. Die zuerst gestellte Aufgabe, die Übertragungscharakteristik eines Mikrophons im freien Schallfeld zu messen, konnte daher erst durchgeführt werden, nachdem der Verlauf des akustischen Teiltonspektrums als bekannt vorausgesetzt werden konnte.

*) Von der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin als Dissertation genehmigt.

[1]) G. v. Békésy, Über die mechanische Frequenzanalyse einmaliger Schwingungsvorgänge und die Bestimmung der Frequenzabhängigkeit von Übertragungssystemen und Impedanzen mittels Ausgleichsvorgängen. Akust. Z. 3 (1937), H. 5, S. 217.

[2]) I. R. Carson, Elektrische Ausgleichsvorgänge und Operatorenrechnung. Deutsch von F. Ollendorf und K. Pohlhausen. Springer 1929.

[3]) W. Bürck, P. Kotowski und H. Lichte, Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 278.

In der akustischen Literatur ist über das Schallspektrum solcher Impulse wenig bekannt, obwohl die Knalle von Kondensatorentladungen bei raumakustischen Modellversuchen häufig zur Lösung geometrischer Probleme benutzt werden. Im Hinblick auf solche Modellversuche ist hierbei der Zusammenhang zwischen der aufgewendeten elektrischen Leistung und der erzielten akustischen Gesamtleistung untersucht worden. In derselben Arbeit wird auch das akustische Richtungsdiagramm elektrischer Funken, insbesondere bei länglicher Ausdehnung der Funken angegeben mit dem Ergebnis, daß hierbei vorwiegend Zylinderwellen entsprechend der zylindrischen Form abgestrahlt werden[4]). Auch in der Ballistik, wo es sich bei Pulverexplosionen vom akustischen Standpunkt gesehen zweifellos um ähnliche Ausgleichsvorgänge im größeren Maßstabe handelt, wird das akustische Spektrum nicht behandelt. In einer zusammenfassenden Arbeit findet sich lediglich eine Angabe, daß bei der Explosion von 0,5 kg Pulver die maximale akustische Energie bei einer Schwingungsdauer von 0,06 sec liegt und mit steigender Pulvermenge nach längeren Schwingungszeiten verlagert wird[5]). Hier wie bei den Kondensatorknallen wird immer nur der Verlauf der ersten Verdichtungswelle mittels kinematographischer Hilfsmittel beobachtet. Über das Schallspektrum einer Flobert-Knallpistole findet sich in der Literatur noch eine Bemerkung, daß der Hauptanteil der Energie bei den hohen Frequenzen liege[6]).

Es ist das Ziel der nachfolgenden Arbeit, die Gesetzmäßigkeit akustischer Impulse theoretisch und experimentell zu klären.

Teiltonspektrum des Knalles einer Kondensatorenentladung. Theoretische Betrachtung

Spontane elektrische Entladungen von Kondensatoren sind im allgemeinen mit heftigen knallartigen Geräuschen verbunden. Die Entstehung dieser Geräusche kann man sich so vorstellen, daß die von der elektrischen Ladung durchsetzte Luft eine plötzliche Temperatursteigerung erfährt und damit gegenüber der benachbarten Luft einen erhöhten Druck hat. Dieser Druck sucht sich auszugleichen und pflanzt sich nach allen Richtungen fort. In den Bereichen geringen Überdrucks gehorcht die Druckwelle den Differentialgleichungen des Schallfeldes. Ein kurzes Beispiel möge an dieser Stelle zeigen, welche geringen Temperaturerhöhungen genügen, um erhebliche Schallwirkungen auszulösen. Ein kugelförmiges Luftvolumen von 1 cm Durchmesser sei in so kurzer Zeit um 10^0 C erwärmt, daß während des Erwärmungsvorganges noch keine merkbare Volumenabwanderung erfolgt ist. Die Druckerhöhung beträgt dann $3{,}3 \cdot 10^4$ μbar. Setzt man die Schallausbreitungsgesetze voraus, so erfährt ein Beobachter in 1 m Entfernung die Druckänderung von 165 μbar[7]). Dieser Impuls ist an sich zwar kurz, wird aber durch die nachfolgenden vielen Reflexionen an den Raumbegrenzungsflächen über eine längere Zeit aufrechterhalten und in einer erheblichen Lautstärke bemerkbar. Stellt man dem gegenüber, daß unser Ohr normalerweise Schalldruckwerten von etwa 1 μbar ausgesetzt ist, so stellt der Wert von 165 μbar eine beachtbare Größe dar.

Für die Ableitung des Ausgleichsvorganges in der freien Atmosphäre sei eine Kugel vom Radius r mit dem Überdruck P zugrunde gelegt. Diese Kugel wird zur Zeit $t = 0$ sich selbst überlassen. Nimmt man an, daß der Überdruck P nur so groß ist, wie für die Gültigkeit der Schallgesetze zulässig ist, so entsteht in Richtung des Druckgefälles eine Teilchengeschwindigkeit

$$s = \frac{p}{z} \tag{1}$$

s = Teilchengeschwindigkeit cm/sec, p = Überdruck in μbar, z = komplexer Schallwiderstand. Für z ist hier der Schallwiderstand des Kugel-

[4]) Walter McFarlane, The sound radiation from a condenser discharge. Philos. Mag., 7. Series Nr. 117, July 1934.

[5]) Handbuch der Physik, Bd. VIII Akustik, Kap. 14, S. 635.

[6]) W. Schindelin, Beiträge zur Raumakustik. Ann. Physik, 5. Folge 1929, Bd. 2, H. 2, S. 129.

[7]) Diese Rechnung ist nicht exakt, gibt aber überschlagsweise den richtigen Wert.

strahlers 0. Ordnung einzusetzen[8]).

$$z = \frac{z_0}{\sqrt{1+\left(\frac{c}{\omega \cdot r}\right)^2}} = \frac{\varrho \cdot c}{\sqrt{1+\left(\frac{c}{\omega \cdot r}\right)^2}}. \tag{2}$$

ϱ = Dichte der Luft, c = Schallgeschwindigkeit, ω = Kreisfrequenz. Mit der Teilchengeschwindigkeit ist eine Volumenabwanderung dv in der Zeit dt von der Größe

$$dv = 4\pi \cdot r^2 \cdot s \cdot dt \tag{3}$$

verbunden. Nimmt man wegen der Kurzzeitigkeit des Vorganges eine adiabatische Zustandsänderung an, so besteht zwischen Druck und Volumen die Beziehung

$$p_0 \cdot v_0^k = p_1 \cdot v_1^k \tag{4}$$

p_0 = Druck abs., $k = \frac{cv}{cp}$, v_0 = Anfangsvolumen oder bei differentieller Betrachtung

$$dp = -k \cdot \frac{p_0}{v_0} \cdot dv. \tag{5}$$

Das Anfangsvolumen v_0 ist hier dem Inhalt der betrachteten Kugel gleichzusetzen.

$$v_0 = \frac{4\pi}{3} \cdot r^3. \tag{6}$$

Setzt man den Wert von dv aus Gl. (3) in Gl. (5) ein, und ersetzt die Teilchengeschwindigkeit s durch die Gl. (1) (mit Berücksichtigung des Wertes von z aus Gl. (2)), das Volumen v_0 durch die Gl. (6), so erhält man schließlich die Differentialgleichung

$$dp = -\frac{k \cdot p_0 \cdot 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot p \cdot \sqrt{1+\left(\frac{c}{\omega \cdot r}\right)^2} \cdot dt}{\frac{4}{3} \cdot r^3 \cdot \pi \cdot \varrho \cdot c}.$$

In dieser Gleichung sind einige Vereinfachungen möglich, wenn man die bekannte Beziehung

$$\frac{k \cdot p_0}{\varrho} = c^2 \qquad c = \text{Schallgeschwindigkeit}$$

einsetzt. Die endgültige Differentialgleichung lautet dann

$$\frac{dp}{p} = -\frac{3 \cdot c \sqrt{1+\left(\frac{c}{\omega \cdot r}\right)^2}\, dt}{r} \tag{7}$$

mit der Lösung $p = P_0 \cdot e^{-\frac{3 \cdot c}{r}\sqrt{1+\left(\frac{c}{\omega \cdot r}\right)^2} \cdot t}$.

[8]) Die aus der technischen Akustik bekannten Lösungen der Differentialgleichungen des Schallfeldes sind hier übernommen.

In dieser Gleichung ist

$$\frac{3 \cdot c}{r}\sqrt{1+\left(\frac{c}{\omega \cdot r}\right)^2}$$

der reziproke Wert der Zeitkonstante T. Für die weitere Rechnung sei zur Vereinfachung

$$\frac{1}{T} = \frac{3 \cdot c}{r}\sqrt{1+\left(\frac{c}{\omega \cdot r}\right)^2} = \alpha$$

gesetzt.

Dieser zeitliche Verlauf des Druckes läßt sich mit Hilfe der FOURIER-Integrale in sein Teiltonspektrum zerlegen. Durch Anwendung der bekannten Regeln erhält man den Ansatz

$$p_{(t)} = \frac{P_0}{\pi}\left[\int_0^\infty \cos \omega t\, d\omega \int_0^\infty \cos \omega t \cdot e^{-\alpha t} dt + \int_0^\infty \sin \omega t\, d\omega \int_0^\infty \sin \omega t \cdot e^{-\alpha t} dt\right]. \tag{8}$$

Die Lösung der beiden Zeitintegrale ist in der Literatur bekannt[9]). Man erhält durch Einsetzen der gefundenen Werte die Gleichung

$$p_{(t)} = \frac{P_0}{\pi}\left[\int_0^\infty \frac{\alpha}{(\alpha^2+\omega^2)} \cos \omega t \cdot d\omega + \int_0^\infty \frac{\omega}{(\alpha^2+\omega^2)} \sin \omega t\, d\omega\right]. \tag{9}$$

Durch Zusammenfassen der trigonometrischen Funktionen entsteht hieraus die Gleichung

$$p_{(t)} = \frac{P_0}{\pi}\int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{\alpha^2+\omega^2}} \times \cos\left[\omega t + \operatorname{arc\,tg}\left(\frac{\omega}{\alpha}\right)\right] \cdot d\omega. \tag{10}$$

In dieser Gleichung stellt der Faktor $\frac{1}{\pi\sqrt{\alpha^2+\omega^2}}$ den zur Kreisfrequenz ω gehörenden Betrag des FOURIER-Koeffizienten $A(\omega)$ dar. Setzt man für α den ursprünglichen Wert wieder ein, so erhält man die Gleichung

$$A_{(\omega)} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{\omega^2+\left(\frac{3 \cdot c}{r}\right)^2 \cdot \left(\frac{c}{\omega \cdot r}\right)^2 + \left(\frac{3 \cdot c}{r}\right)^2}}. \tag{11}$$

In der Abb. 1 ist die Auswertung der Gl. (11) für verschiedene Kugelradien gestrichelt dargestellt. Bezogen auf die Einheit des Schall-

[9]) Handbuch der Physik, Bd. III Mathematische Hilfsmittel in der Physik, S. 47.

druckes hat die Ordinate die Dimension Schalldruck pro Hz. Im Verlauf der Kurven sind 3 charakteristische Bereiche zu beobachten. Für kleine Werte von ω ist

$$\left(\frac{3\cdot c}{r}\right)^2\cdot\left(\frac{c}{\omega\cdot r}\right)^2>\left(\frac{3\cdot c}{r}\right)^2+\omega^2;$$

das Teiltonspektrum steigt mit der Frequenz an. Im weiteren Verlauf wird der Anstieg flacher und verharrt schließlich auf einem Maximum,

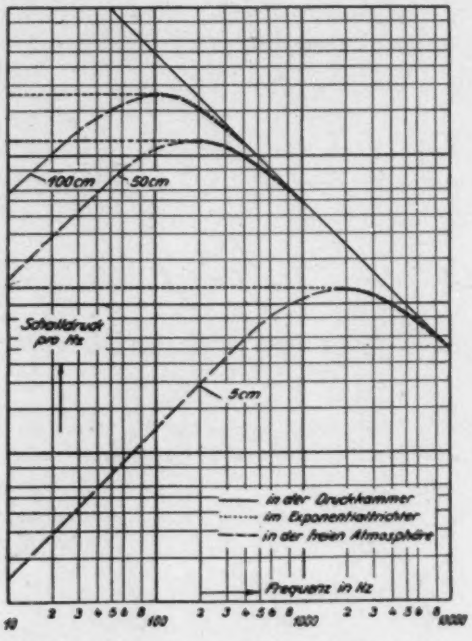


Abb. 1. Darstellung der berechneten Schallspektren bei Druckausgleichsvorgängen für verschiedene kugelförmige Anfangsvolumina. Die Schalldruckamplitude ist pro Hz angegeben, bezogen auf die Oberfläche des Anfangsvolumens für die Einheit des Schalldruckes. Die Zahlen an den Kurven geben den Radius der Kugel an

wenn $\left(\frac{3\cdot c}{r}\right)^2>\left(\frac{3\cdot c}{r}\right)^2\cdot\left(\frac{c}{\omega\cdot r}\right)^2+\omega^2$. Danach beginnt ein Abfall mit $\frac{1}{\omega}$, wenn

$$\omega^2>\left(\frac{3\cdot c}{r}\right)^2\cdot\left(\frac{c}{\omega\cdot r}\right)^2+\left(\frac{3\cdot c}{r}\right)^2$$

ist. Das Maximum liegt bei der Frequenz, bei der die Wellenlänge λ gleich dem 3,5fachen des Kugelradius ist. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß die Spektren aller Kugelradien bei den hohen Frequenzen in die gleiche Grenzlinie einmünden.

Die spezielle Ableitung für den Ausgleichsvorgang in der freien Atmosphäre läßt sich für zwei weitere charakteristische Fälle umformen. Erfolgt der Ausgleichsvorgang nicht über den frequenzabhängigen Schallwiderstand eines Kugelstrahlers 0. Ordnung, sondern über den frequenzunabhängigen Schallwiderstand eines Exponentialtrichters, so wird auch die Abklingkonstante frequenzunabhängig. Nimmt man vergleichsweise an, daß der Querschnitt des angeschlossenen Trichters gleich der Oberfläche der betrachteten Anfangskugel sei, so wird

$$\alpha=\frac{3\cdot c}{r}.$$

Setzt man diesen Wert in Gl. (11) ein, so ergibt sich das bekannte Teiltonspektrum einer e-Funktion. Der Verlauf ist gleichfalls in Abb. 1 für die verschiedenen Kugeldurchmesser bzw. Anfangsvolumina dargestellt. In dem Bereich $\alpha>\omega$ ist die Schalldruckamplitude pro Hz konstant; im weiteren Verlauf, wenn $\alpha<\omega$, erfolgt der gleiche Abfall mit $\frac{1}{\omega}$ wie vorher. Der Unterschied zwischen beiden Kurven ist durch den nach den tiefen Frequenzen hin erfolgenden Abfall des Strahlungswiderstandes eines Kugelstrahlers gegeben. Die Größe von α ist offenbar durch das Verhältnis von Anfangsvolumen zu Öffnungsquerschnitt des Trichters gegeben. Der Radius der anzusetzenden Kugel ergibt sich aus den experimentellen Ergebnissen.

Der andere charakteristische Fall liegt vor, wenn die Kondensatorentladung in einem abgeschlossenen Raum vor sich geht, dessen Abmessungen klein sind im Vergleich zur kleinsten Wellenlänge. Ein Druckausgleich nach der freien Luft ist dann nicht möglich. In diesem Fall wird $\alpha=0$. Setzt man diesen Wert in die Gl. (10) ein, so erhält man für das Teiltonspektrum den Ausdruck

$$p_{(t)}=\frac{P_0}{\pi}\int_0^\infty\frac{1}{\omega}\sin\omega t\,d\omega.$$

Führt man hier für die trigonometrische Funktion die bekannte Umformung $\sin\omega t=\frac{1}{2i}(e^{i\omega t}-e^{-i\omega t})$ ein und nimmt die Grenzen von $-\infty$ bis $+\infty$, so erhält man den bekannten komplexen Ausdruck für den Einheitssprung

$$(12)\quad p_{(t)}=\frac{P_0}{\pi}\int_0^\infty\frac{\sin\omega t}{\omega}d\omega=\frac{P_0}{2\pi i}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{1}{\omega}\cdot e^{i\omega t}\cdot d\omega.$$

Die Amplitude der Teiltöne $e^{i\omega t}$ fällt monoton mit steigender Frequenz[10]) (s. Abb. 1, ausgezogene Linie). Diese Tatsache ist durchaus anschaulich, da im Augenblick der Kondensatorentladung in der Druckkammer ein Drucksprung entsteht, der nach dem hier anzuwendenden Zeitmaßstab für unendlich lange Zeit verharrt.

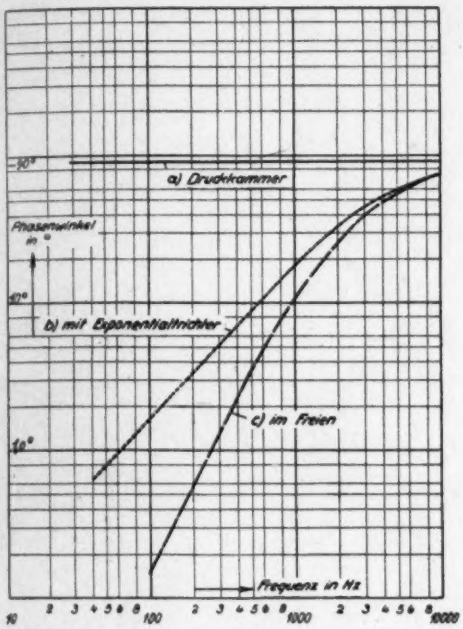


Abb. 2. Phasenwinkel der Teiltöne bei einem Druckausgleichsvorgang in Abhängigkeit von der Frequenz für ein Kugelvolumen von 5 cm Radius. A. Druckkammer, B. mit Exponentialtrichter, C. im Freien

Zu dem gleichen Ausdruck kommt man auch für große Werte von ω. Hier kann in gleicher Weise wie vorher α als vernachlässigbar klein gegenüber ω angenommen werden.

Von Wichtigkeit sind auch die Phasenverhältnisse der einzelnen Teiltöne untereinander, da die Meßergebnisse, insbesondere bei Anwendung der Oktavsiebanalyse im schalltoten Raum, hiervon beeinflußt werden können. Der Tangens des Phasenwinkels ergibt sich aus der Gl. (9) durch Division der Sinusglieder durch die Kosinusglieder. In der Abb. 2 ist der Phasenwinkel in Abhängigkeit von der Frequenz für die drei charakteristischen Fälle dargestellt.

[10]) K. Küpfmüller, Über die Beziehungen zwischen Frequenzcharakteristiken und Ausgleichsvorgängen in linearen Systemen. Elektr. Nachr.-Techn. 1928, H. 1.

Beim Druckkammerexperiment haben alle Teiltöne die gleiche Anfangsphase von 90°. Im Falle des Ausgleichs in der freien Luft ändert sich die Phase von nahezu 0° bei den tiefen Frequenzen bis zu 90° bei den hohen Frequenzen. Einen ähnlichen Verlauf erhält man bei einer frequenzunabhängigen Zeitkonstante.

Experimentelle Bestimmung des Teiltonspektrums

I Meßapparatur

a) Für Messung im schalltoten Raum

Zur meßtechnischen Erfassung des Teiltonspektrums wurde die Methode der Oktavsieboszillographie gewählt[11]). Grundsätzlich wäre es auch möglich gewesen, an Stelle der Oktavsiebanalyse den akustischen Vorgang mittels eines Oszillographen hoher Schreibgeschwindigkeit aufzuzeichnen und nach einem bekannten Analysierverfahren in einzelne Teiltöne aufzulösen. Um über einen großen Frequenzbereich von 30—12000 Hz genaue Werte zu bekommen, war jedoch ein Verfahren mit 1‰ Genauigkeit notwendig. Diese Anforderung erfüllt nur die Oktavsiebanalyse, da es hier möglich ist, die großen Amplitudenunterschiede in den einzelnen Oktaven durch variable Dämpfungseinrichtungen auszugleichen.

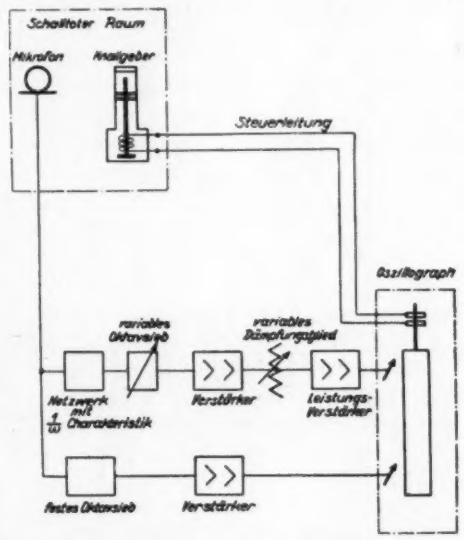


Abb. 3. Meßanordnung zur Bestimmung des Schallspektrums im schalltoten Raum mittels Oszillographen

Die Meßanordnung ist aus der Abb. 3 zu ersehen. Die Schallwellen vom Knallgeber werden von einem Mikrophon aufgenommen. Die Spannung des Mi-

[11]) F. Trendelenburg und E. Franz, Z. techn. Physik 16 (1935), S. 513.

krophons wird zwei parallel geschalteten Oktavsieben zugeführt, wovon das eine Oktavsieb einen festen Bereich von 600—1200 Hz aussiebt, während das zweite Oktavsieb den zu untersuchenden Bereich von 37,5—9600 Hz bzw. von 50—12800 Hz in 8 Oktavstufen bestreicht[12]). Die Anzeige des festen Oktavbereichs wurde als Bezugspunkt für die Anzeige des variablen Bereiches festgelegt, da sich der Knallgeber als nicht genügend konstant erwies. Um alle Oktaven gleichzeitig aufzuzeichnen, wie es bei der verfeinerten Methode der Oktavsieboszillographie üblich ist, reichten die zur Verfügung stehenden Geräte nicht aus. Vor dem variablen Oktavsieb wurde ein elektrisches Netzwerk in T-Schaltung mit konstantem Wellenwiderstand eingefügt zur Veränderung der horizontalen Charakteristik in eine mit $\frac{1}{\omega}$ fallende Charakteristik. Das ansteigende Spektrum wird damit in ein Spektrum mit konstanter Teiltonstärke je Hz umgewandelt. Dadurch wurden die zu messenden Amplituden in den einzelnen Oktaven einander angeglichen.

Nach den Oktavsieben folgen die Verstärker. Der Verstärker für den festen Bereich arbeitet direkt auf eine Schleife eines Sechs-Schleifen-Oszillographen mit einer Grenzfrequenz von 3000 Hz. In dem anderen Zweig folgt nach dem Verstärker eine von Hand aus einstellbare Dämpfung mit konstantem Wellenwiderstand, erst danach folgt ein Leistungsverstärker, der an eine zweite Schleife mit einer Grenzfrequenz von 21000 Hz angeschlossen ist. Bei der Auswahl der Verstärker und der sonstigen Übertragungsglieder einschließlich der Oszillographenschleife wurde darauf geachtet, daß innerhalb des zu messenden Bereiches die Phasenänderung keine großen Werte annahm. Die durch das Oktavsieb bewirkten Phasendrehungen, insbesondere an den Flanken, treten bei der Messung nicht in Erscheinung, da der Fehler im ganzen Bereich für alle Oktaven gleich ist. Der absolute Wert der gemessenen Amplitude wird zwar dadurch beeinflußt; durch eine Eichung mittels eines Rechteckspannungsstoßes wurde dieser Fehler eliminiert.

Die Messung wurde in einem schalltoten Raum vorgenommen, um von den reflektierenden Eigenschaften der begrenzenden Wände frei zu sein. Die Meßentfernung zwischen Mikrophon und Knallgeber betrug im allgemeinen 30 cm.

b) Für Messung im Hallraum

Neben der Oktavsieboszillographie wurde zur Analyse des Teiltonspektrums und vor allem zur Bestimmung der Schallenergieverhältnisse bei Knallen ein Meßverfahren über den Hallraum entwickelt. Der Hallraum gestattet durch eine einfache Schalldruckmessung eine unmittelbare Bestimmung der Schallenergie[13]). Diese Messung ist deswegen von Wichtigkeit, als aus den Messungen im schalltoten Raum theoretische Betrachtungen über die Schallenergieverhältnisse angeknüpft werden und in den Hallraummessungen eine Bestätigung für die Richtigkeit dieser Überlegungen gefunden wird. Den Aufbau der hierzu benötigten Meßapparatur zeigt die Abb. 4. Zur Registrierung des Schalldruckes wurde

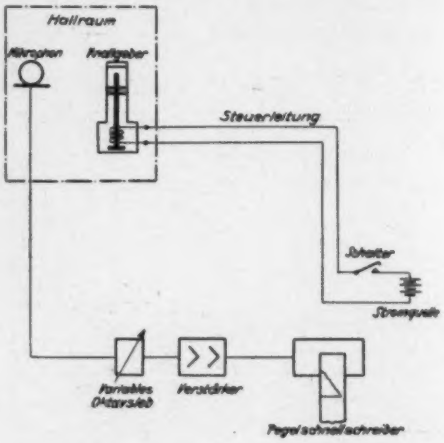


Abb. 4. Meßanordnung zur Bestimmung des Schallspektrums im Hallraum mittels Pegelschnellschreiber

ein logarithmischer Pegelschreiber[14]) benutzt. Nach den aus der Nachhalltheorie bekannten Gleichungen folgt die in einem Raum vorhandene Schallenergie beim Abschalten der Energiequelle folgendem Zeitgesetz

$$E = E_0 \cdot e^{-\frac{2 \cdot 6{,}9 \cdot t}{T}}$$
$$P' = P'_0 \cdot e^{-\frac{6{,}9 \cdot t}{T}} \qquad (13)$$

E = Schallenergie in Erg, P' = Schalldruck in dyn/cm², t = Zeit in sec, T = Sabinesche Nachhallzeit. Hat man mittels eines logarithmischen Pegelschnellschreibers eine solche Nachhallkurve des Schalldruckes aufgezeichnet, so kann man durch Extrapolieren nach $t = 0$ den Anfangsschalldruck bestimmen. Durch die logarithmische Aufzeichnung wird die Gl. (13) bekanntlich als gerade Linie aufgezeichnet, so daß eine Extrapolation für $t = 0$ leicht

[12]) H. G. Thilo und U. Steudel, Analyse von Geräuschen und ihr Zusammenhang mit der Lautstärke. Veröffentlichung aus dem Gebiete der Nachrichtentechnik, Siemens 5 (1935), 1. Folge, S. 39.

[13]) E. Meyer und P. Just, Messung der Gesamtenergie von Schallquellen. Z. techn. Physik 10 (1929), S. 309.

[14]) H. J. v. Braunmühl und W. Weber, Ein vielseitiges registrierendes Meß- und Steuergerät für elektroakustische Zwecke. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), H. 8, S. 223.

durchzuführen ist. Vom Schalldruck zur Gesamtenergie kommt man durch die Gleichung

$$E_0 = \frac{P_0'^2 \cdot V}{\varrho \cdot c^2}. \tag{14}$$

V = Volumen des Meßraumes. Die Eigenschaften des Meßraumes hinsichtlich Nachhallzeit bzw. Dämpfung gehen hier nicht ein. Mit Rücksicht auf die Trägheit des Registrierinstruments ist es aber zweckmäßig, eine Nachhallzeit von 1 sec nicht zu unterschreiten. In der gleichen Weise wie vorher wird diese Messung für jede Oktave vorgenommen.

II. Knallgeber

Der Knallgeber wurde in seiner grundsätzlichen Form nach den Angaben von G. v. Békésy übernommen. Die Abb. 5 zeigt den Aufbau. Die Arbeitsweise wird so erklärt, daß beim Nähern der Elektroden im Augenblick der Berührung die Entladung der Kondensatoren eingeleitet wird, aber wegen der geringen Leitfähigkeit der Berührungsfläche nicht über diese allein erfolgt, sondern auch über die umgebende Luft, die vom Verbrennungsvorgang an den Berührungsflächen vorher ionisiert wird. Die Luft wird erwärmt und der sich bildende Überdruck breitet sich nach allen Richtungen als Impuls aus. Die bei den theoretischen Überlegungen vorausgesetzte Kugelform für den Ausgang des Schallimpulses ist hier mit guter Annäherung gewährleistet. Nach

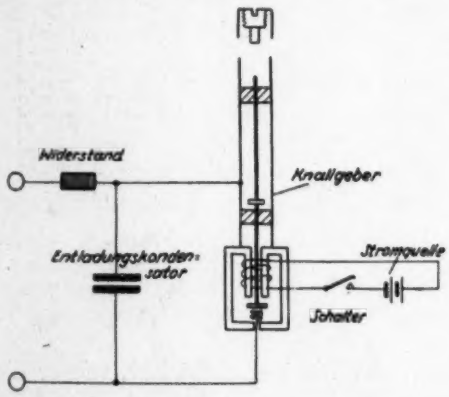


Abb. 5. Knallgeber mittels Kondensatorentladung nach v. Békésy

dieser Arbeitsweise des Knallgebers ist schon zu vermuten, daß ein theoretisch leicht erfaßbarer Zusammenhang zwischen der akustischen Leistung und der aufgewendeten elektrischen Leistung nicht vorhanden sein wird. Obwohl die einzelnen in bestimmten Zeitabständen aufeinander folgenden Impulse ziemlich konstant sind, ist der Absolutwert der ausgelösten Schallenergie doch sehr vom Aufbau des Knallgebers und von den verwendeten Kontaktmaterialien abhängig. Materialien mit großer Leitfähigkeit eignen sich nicht, da sie im Dauerbetrieb zum Zusammenschweißen und zum Schmelzen neigen. Die damit erzielten Impulse waren jedoch teilweise sehr viel lauter als bei der später verwendeten Kombination von Wolfram und Kohle. Offenbar hängt die akustische Leistung von der über den ionisierten Luftweg transportierten elektrischen Energie ab, wobei hierfür noch der in dem elektrischen Kreis vorhandene Ohmsche Widerstand maßgebend ist. Anders liegen die Verhältnisse, wenn der Elektrizitätsübergang durch Luft nicht durch Berühren der Elektroden eingeleitet wird, sondern durch Überschlag wie bei Influenzmaschinen oder sonstigen Hochspannungsgeneratoren, wobei zwischen den Ladungsträgern und dem Funkenübergang keine mit Widerstand behafteten Leitungen eingeschaltet sind. Wahrscheinlich ist das Verhalten eines solchen Knallgebers wesentlich konstanter, da die Anregungsbedingungen immer die gleichen sind.

Die theoretische Ableitung läßt sich nur dann auf den akustischen Vorgang anwenden, wenn der elektrische Ausgleichsvorgang nur einen Bruchteil der Zeit des akustischen Vorgangs einnimmt. Man kann annehmen, daß der Widerstand der Berührungsflächen geringer als 0,1 Ohm ist. Damit ergibt sich die Zeitkonstante bei einem 40 μF-Kondensator zu $4 \cdot 10^{-6}$ sec. Dieser Wert ist klein gegenüber dem reziproken Wert der maximalen Kreisfrequenz von $1{,}5 \cdot 10^{-5}$.

III. Meßergebnisse

a) im schalltoten Raum

Die Meßergebnisse im schalltoten Raum bei 30 cm Entfernung zwischen Knallgeber und Mikrophon sind in Abb. 6 für verschiedene Schallimpulse dargestellt. Der Schalldruckspitzenwert pro Oktave ist über der Schwerpunktsfrequenz der jeweiligen Oktave in dem Bereich von 37,5 Hz bis 12000 Hz aufgetragen. Es handelt sich um Schallimpulse von Kondensatorentladungen bei verschiedenen elektrischen Leistungen und um den Knall einer Flobert-Pistole. Die Meßergebnisse sind mit den theoretischen Werten der Abb. 1 nicht direkt vergleichbar, da die Meßwerte sich auf den Schalldruck pro Oktave in 30 cm Entfernung beziehen, dagegen die rechnerischen Werte auf den Schalldruck pro Hz bei der Einheit des Schalldruckes. Um die gemessenen Kurven wenigstens in ihrem Verlauf mit den rechnerisch ermittelten Kurven der Abb. 1 vergleichen zu können, sind sie auf den Schalldruckwert pro Hz zurückgeführt, indem die gemessenen Schalldruckwerte durch

die Bandbreite der jeweiligen Oktave dividiert wurden. Die einfache Division ist wegen der geringen Phasenänderung innerhalb einer Oktave möglich. Nach der bereits durchgeführten Rechnung ist lediglich in der Oktave, die das Maximum des Teiltonspektrums umschließt, eine Phasenänderung von ca. 20^0 vorhanden.

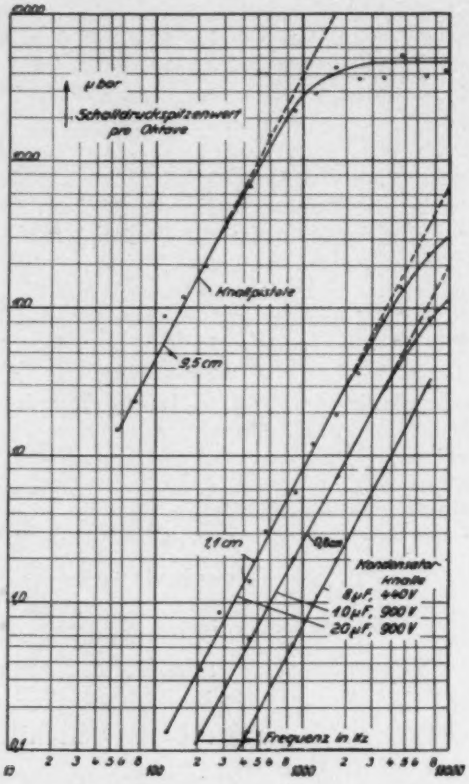


Abb. 6. Messung im schalltoten Raum in 30 cm Entfernung. Schalldruckspitzenwert pro Oktave in Abhängigkeit von der Frequenz für verschiedene Knalle. Die Zentimeterangabe bei den Kurven gibt die Größe des aus dem Verlauf des Spektrums ermittelten Grenzradius an. (Bei den Kurven 9,5 cm und 1,1 cm sind die Bezugsaufnahmen der konstanten Oktave fortgelassen, daher größere Streuwerte)

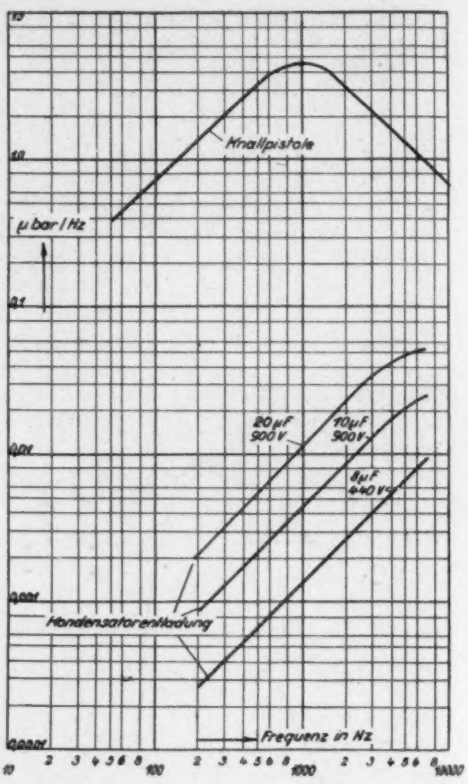


Abb. 7. Darstellung des Schallspektrums pro Hz für verschiedene Knalle bezogen auf 30 cm Meßentfernung. Umgerechnet aus den im schalltoten Raum gemessenen Schalldruckwerten pro Oktave

In allen anderen Fällen werden nur Werte von ca. 5^0 erreicht. Die Phasendrehungen innerhalb des Oktavsiebes, insbesondere an den Flanken, treten für den Kurvenverlauf nicht in Erscheinung, da der Fehler, wie bereits erwähnt, in allen Oktaven der gleiche ist. Die so erhaltenen Kurven sind in der Abb. 7 dargestellt. Sie sind in ihrem Verlauf den theoretisch ermittelten Kurven identisch. Es muß demnach für den Ausgang der Schallwelle ein ganz bestimmter Kugelradius angenommen werden. Aus den Messungen ist weiterhin zu entnehmen, daß die Größe des Kugelradius von der ausgelösten Energie abhängig ist. Offenbar geht die Ausbreitung von dem Erregungszentrum der Druckwelle zunächst mit Überschallgeschwindigkeit vor sich bis zu einem Radius, wo der Überdruck einen solchen Wert erreicht hat, wie er für die Gültigkeit der linearen Schallgesetze erforderlich ist. Das deutliche Hervortreten des Grenzradius ist dadurch zu erklären, daß bei adiabatischer Zustandsänderung zwischen Druck und Radius die nachstehende Beziehung besteht

$$\frac{p_1}{p_2} = c \cdot \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{4{\cdot}2},$$

d. h. bei einer linearen Änderung des Radius geht die Druckänderung mit der 4,2. Potenz vor sich.

Das Anwachsen des Grenzradius mit der ausgelösten Energie führt schließlich zu dem

Schluß, daß auf der Oberfläche der Grenzkugel stets der gleiche Druck herrschen muß. Um dies zu überprüfen, wurden die in einem bestimmten Abstand gemessenen Druckwerte auf den jeweiligen aus dem Spektrum ermittelten Kugelradius reduziert. Wie aus der Abb. 8 zu entnehmen ist, haben alle Kurven das Bestreben, in einem oberen Grenzwert von ca. 15500 μbar je Oktave einzumünden, während

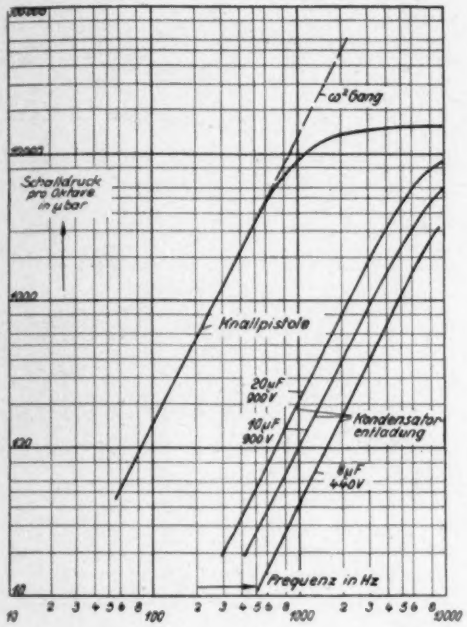


Abb. 8. Messung im schalltoten Raum. Schalldruckspitzenwert pro Oktave bezogen auf die Kugeloberfläche des aus dem Spektrum ermittelten Grenzradius

im aufsteigenden Ast der Abstand zwischen den Kurven dem Quadrat des Verhältnisses der Radien entspricht, wie es nach der Gl. (11) wegen des sich ändernden Strahlungswiderstandes zu erwarten war. Damit ist für alle Fälle der gleiche Ausgangsdruck auf der Kugeloberfläche des Grenzradius nachgewiesen.

Interessant ist die Frage nach der Größe des Drucksprunges, der zu den gemessenen Schalldruckwerten pro Oktave führt. An sich ist es möglich, diesen Grenzdruck zu ermitteln, in dem das Integral der Gl. (12) in Verbindung mit den Übertragungskonstanten des Oktavsiebes gelöst wird. Durch Einsetzen des gemessenen Druckes auf der einen Seite der Gleichung kann in Verbindung mit der Auswertung des Integrals der Anfangsdruck P_0 ausgerechnet werden. Dieser an sich nicht schwere aber wegen der unbekannten Daten des Oktavsiebs ziemlich umständliche Weg wurde durch ein Experiment ersetzt.

Wie bereits auf S. 377 gezeigt wurde, kann man für große Werte von ω die Gl. (10) durch Gl. (12) ersetzen. Das ist der Ansatz für einen Rechteckstoß. Wenn man also das verwendete Oktavsieb mit einem Rechteckstoß einer elektrischen Spannung eicht, so kann man aus dem am Ausgang des Oktavsiebes gemessenen Spannungsspitzenwert das Verhältnis zu der am Eingang angegebenen Spannung finden. Im vorliegenden Falle wurde das Verhältnis des angelegten Spannungssprunges zu der am Ausgang des Oktavsiebes gemessenen Spannung zu 6,2 gemessen. Dieser Wert ist für alle Oktaven konstant, wie sich auch aus der theoretischen Ableitung ergibt. Überträgt man diesen Verhältniswert auf das Schalldruckexperiment, so errechnet sich die Größe des Schalldruckes auf

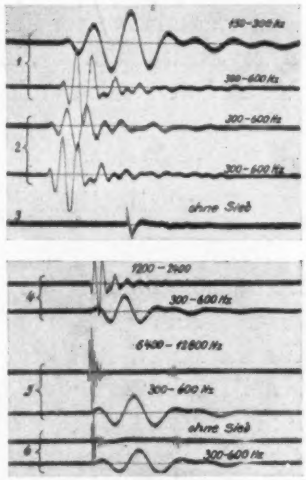


Abb. 9. Oszillogramme im schalltoten Raum 1. und 2. Pistolenknall über Oktavsieb. 3. Pistolenknall ohne Sieb. 4. und 5. Kondensatorknall über Oktavsieb. 6. Kondensatorknall ohne Sieb

der Grenzkugel bei der Knallpistole zu 6,2 $\times 15500 = 96000$ μbar[15]). Dieser Wert enthält bereits das Gleichdruckglied, dem das eigentliche hörbare Wechseldruckglied überlagert ist.

Zur Veranschaulichung des Meßvorganges sind in der Abb. 9 einige Oszillogramme solcher

[15]) Dieser Wert ist wegen der besonderen Verhältnisse bei der Knallpistole nicht genau. Die Gründe dafür werden auf den folgenden Seiten angegeben.

Knalle im schalltoten Raum dargestellt. Die Vorgänge 1 und 2 zeigen den Ausgleichsvorgang einer Knallpistole über ein Oktavsieb für die Oktaven 150—300 und 300—600 Hz. Der jeweils darunter befindliche Vorgang stellt die konstante Vergleichsoktave 300—600 Hz dar. Der Vorgang 3 ist die Aufzeichnung von einer Knallpistole ohne Sieb, hier gilt der gleiche Zeitmaßstab wie bei 1 und 2. Die weiteren Oszillogramme 4, 5 und 6 zeigen den Ausgleichsvorgang für einen Kondensatorknall, jedoch für andere Oktaven mit Ausnahme der Vergleichsoktaven. Hier sind bei den hohen Frequenzen noch kleine Reflexionen von den Raumbegrenzungsflächen bzw. von Gegenständen im Raum zu beobachten. Grundsätzlich sollte der Vorgang 6 ohne Sieb mit dem Vorgang 3 ohne Sieb identisch sein, da sie sich nach den theoretischen Überlegungen nur durch den Zeitmaßstab unterscheiden sollten. Diese Übereinstimmung ist jedoch nicht zu beobachten und zwar wegen der zusätzlichen Phasenverschiebung, die durch die Grenzfrequenz des Mikrophons hereinkommt. Da gerade bei dieser Frequenz der Impuls sein Energiemaximum hat, kann der aufgezeichnete Verlauf wesentlich anders aussehen.

Betrachtung über die Schallenergieverhältnisse beim Knall

Die Betrachtungen über die Schallenergieverhältnisse beim Knall sollen dazu dienen, über einen gänzlich anderen Weg eine Bestätigung für die Richtigkeit des gefundenen Ausgangsschalldruckes zu finden. Wie bereits ausgeführt, ist die Schallenergie eines Knalles im Hallraum einer direkten Messung zugänglich. Wenn man die Schallenergie mit Hilfe des gefundenen Ausgangsschalldruckes rechnerisch bestimmt und Übereinstimmung findet mit den gemessenen Werten, so ist auf diesem Wege der Wert bestätigt.

Zur Ermittlung der beim Knall ausgelösten Schallenergie ist erforderlich, den Verlauf des Quadrates des Schalldruckes über die Zeit 0 bis ∞ zu integrieren. Nach einem Satz von RAYLEIGH ist es jedoch möglich, bei Ausgleichsvorgängen das Zeitintegral durch ein Frequenzintegral zu ersetzen, indem man das Quadrat des FOURIER-Koeffizienten integriert[16]). In dem vorliegenden Fall läßt sich das Frequenzintegral einfacher lösen. Man geht von der Gl. (11) aus und erhält durch Quadrieren des FOURIER-Koeffizienten und durch Hinzufügen der Schallfeldgrößen das Energieintegral

$$E = \frac{P_0^2}{\varrho \cdot c} \cdot 4\pi \cdot r^2 \times \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega^2 + \left(\frac{3 \cdot c}{r}\right)^2 \cdot \left(\frac{c}{\omega \cdot r}\right)^2 + \left(\frac{3 \cdot c}{r}\right)^2}. \tag{14}$$

In dieser Gleichung ist $\frac{P_0^2}{\varrho \cdot c}$ die durch einen cm² sekundlich hindurchströmende Schallenergie, $4\pi r^2$, die Oberfläche der zu betrachtenden Kugel und

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega^2 + \left(\frac{3 \cdot c}{r}\right)^2 \cdot \left(\frac{c}{\omega \cdot r}\right)^2 + \left(\frac{3 \cdot c}{r}\right)^2}$$

der Ausgleichsvorgang. (P_0 ist der Drucksprung einschließlich Gleichdruckglied.) Die Lösung des Integrals führt auf die nachfolgende Gleichung[17])

$$E_{(\omega_1 \div \omega_2)} = \frac{P_0^2 \cdot r^3}{2 \cdot c \cdot z} \left[3 \cdot \operatorname{arctg} \frac{\omega \cdot r}{3 \cdot c} - \operatorname{arctg} \frac{\omega \cdot r}{c} \right]_{\omega_1}^{\omega_2}. \tag{15}$$

Bildet man die Grenzen von 0 bis ∞, so erhält man die Gesamtenergie des Knalles einschließlich der außerhalb des Hörbereiches liegenden

$$E_{0 \div \infty} = \frac{P_0^2 \cdot \pi \cdot r^3}{c \cdot z \cdot 2}. \tag{16}$$

Dieser Ausdruck entspricht der potentiellen Energie einer Kugel vom Radius r mit dem Überdruck P, vermindert um ein Viertel, da hier an Stelle des bekannten Faktors 4/3 für das Kugelvolumen nur der Faktor 1 vorhanden ist. Diese Verminderung ist durch den geringeren Strahlungswiderstand im unteren Gebiet des Teiltonspektrums zu erklären. Führt man die Integration mit frequenzunabhängiger Abstrahlung durch, so erhält man in der Tat die potentielle Energie einer Kugel.

[16]) LORD RAYLEIGH, Philos. Mag. 27 (1889), S. 366.

[17]) Die geschlossene Form der Lösung ist im Bereich des Maximums mit einem Fehler von 12% behaftet.

Mit der abgeleiteten Formel (15) ist es nunmehr bei Kenntnis des Druckes P_0 möglich, die Energie innerhalb einer bestimmten Oktave zu berechnen und mit den direkten Energiemessungen zu vergleichen. Ein solcher Vergleich wird an späterer Stelle eingehend diskutiert.

b) Messungen im Hallraum

In der Abb. 10 sind die Anfangsschalldruckwerte (Effektivwerte) pro Oktave in einem Hallraum von 70 m³ nach der bereits erläuterten Meßmethode für 3 verschiedene Knalle dargestellt. Es handelt sich um eine Kondensatorentladung bei 40 μF und 700 Volt, um eine Flobert-Pistole und um einen Kanonenschlag (als Sylvesterscherzartikel bekannt). Obwohl die Knalle auf gänzlich verschiedenen Wegen entstehen, sind sie in ihren Schallspektren identisch. Es tritt wieder die Verschiebung des Energiemaximums nach tieferen Frequenzen mit wachsender Gesamtenergie auf. Der grundlegende Unterschied gegenüber der Messung im schalltoten Raum liegt jedoch darin, daß der Anstieg im aufsteigenden Ast nicht mit ω^2 erfolgt, sondern nur mit $\omega^{3/2}$. Der Grund ist in den Phasenbeziehungen der einzelnen Teiltöne untereinander zu suchen.

Im schalltoten Raum geht eine geschlossene Wellenfront mit ganz bestimmten geringen Phasendifferenzen zwischen den einzelnen Teiltönen vom Erregungszentrum fort. Die Phasenbeziehung ist aus Gl. (10) zu erkennen. Bei konstanter Schalldruckamplitude pro Hz ist beim Oktavsieb je Oktave eine mit ω ansteigende Amplitude zu erwarten, da die einzelnen Teiltöne sich nahezu arithmetisch addieren und die Teiltonzahl wegen der steigenden Bandbreite mit ω wächst. Im vorliegenden Fall steigt schon das zu analysierende Spektrum mit ω an, so daß insgesamt für den Schalldruckwert pro Oktave ein Anstieg mit ω^2 vorhanden ist.

Im Hallraum sind am Orte des Mikrophons durch die vielen Reflexionen an den Wänden alle Phasenwinkel gleich wahrscheinlich. Die Addition der einzelnen Teiltöne geht hier nach statistischen Gesetzen vor sich. In einfacher Weise kommt man durch Energiebetrachtungen zum Ziel. Die Energie pro Hz steigt nach den vorigen Ermittlungen mit ω^2 an. Gleichzeitig steigt die Teiltonzahl pro Oktave mit ω; dementsprechend die Gesamtenergie pro Oktave mit ω^3. Bei der Umrechnung von Energie auf Schalldruck ist die Quadratwurzel zu ziehen und daraus ergibt sich der Ansteig mit $\omega^{3/2}$. Um zwecks Vergleich mit den früheren Messungen

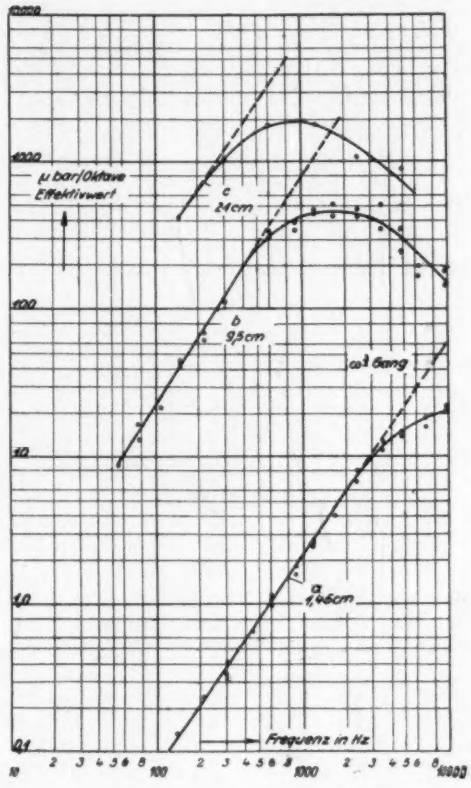


Abb. 10. Messung im Hallraum: Anfangsschalldruck pro Oktave für verschiedene Knalle in Abhängigkeit von der Frequenz in einem Hallraum mit 70 m³ Volumen
a) Kondensatorenentladung 40 μF; 700 Volt. b) Knallpistole; Flobert 6 mm. c) Kanonenschlag (als Sylvesterscherzartikel bekannt). Die Zentimeterangaben beziehen sich wieder auf die Größe des aus dem Spektrum ermittelten Grenzradius

auf den Schalldruckwert pro Hz zu kommen, ist der gemessene Wert pro Oktave durch die Quadratwurzel aus der Bandbreite in Hz zu dividieren. Die so erhaltenen Kurven sind in Abb. 11 dargestellt. Die Absolutwerte des Schalldruckes sind, da die Raumgröße eingeht, nicht vergleichbar, dagegen wird der theoretisch abgeleitete Verlauf des Schallspektrums auch auf diesem Wege mit großer Genauigkeit bestätigt.

Die Abb. 12 zeigt noch zwei Registrierstreifen von Messungen im Hallraum mit dem Pegelschnellschreiber. Der feine Registrierstrich ist

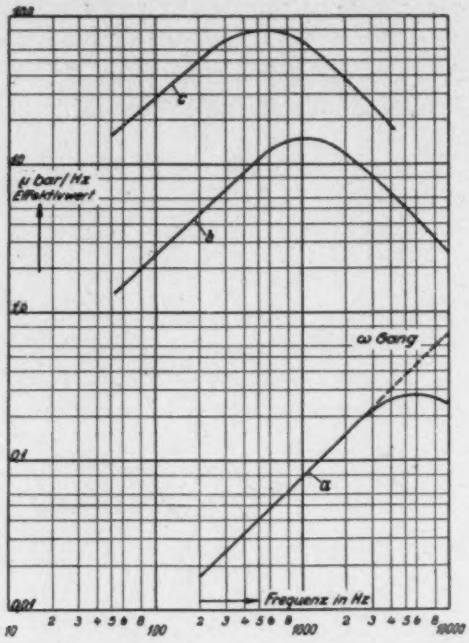


Abb. 11. Umrechnung der Kurven von Abb. 10 auf die Anfangsschalldruckwerte pro Hz in einem Hallraum von 70 m³ Volumen
a) Kondensatorentladung 40 μF; 700 Volt. b) Knallpistole; Flobert 6 mm. c) Kanonenschlag (als Sylvesterscherzartikel bekannt)

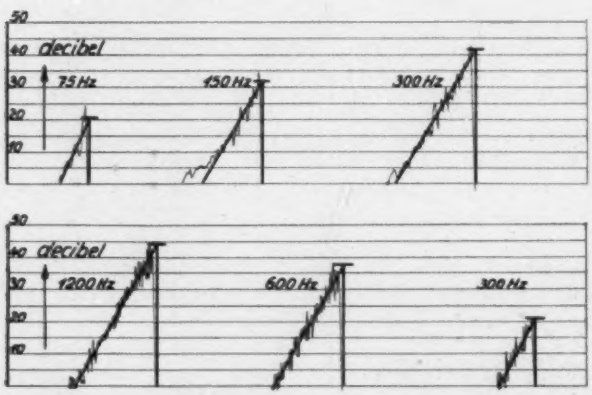


Abb. 12. Registrierstreifen des Pegelschnellschreibers von Hallraummessungen. Die Frequenzangaben bedeuten die Mittelfrequenz der jeweiligen Oktaven
oben: Kondensatorknalle mit Exponentialtrichter
unten: Knallpistole

die Aufzeichnung des Pegelschnellschreibers, der stärkere Strich die nachträgliche Auswertung zur Bestimmung des Anfangsschalldruckes. Es handelt sich beim oberen Streifen um eine Messung mit Kondensatorknallen im Exponentialtrichter, wobei jeweils eine Oktave herausgesiebt worden ist. Der untere Streifen ist von einer Knallpistole gewonnen.

IV. Energievergleich zwischen Hallraummessung und Messung im schalltoten Raum

Die Hallraummessungen sind nunmehr geeignet, den bereits erwähnten Energievergleich mit den Messungen im schalltoten Raum anzustellen, um die Richtigkeit der theoretischen Ableitung zu beweisen. Bei Anwendung der Formel (15) zur Ermittlung der Schallenergie pro Oktave ist die Kenntnis des Grenzdruckes und des Grenzradius erforderlich. Der letztere läßt sich aus dem spektralen Verlauf der Schalldruckamplitude pro Hz mit großer Genauigkeit ermitteln. Er ergibt sich für die Knallpistole zu 9,5 cm, für die Kondensatorentladung (40 μF, 700 V) zu 1,4 cm. Der Wert für die Knallpistole stimmt mit dem aus Messungen im schalltoten Raum ermittelten genau überein. Es zeigt sich nunmehr, daß unter Zugrundelegung des bereits erwähnten Grenzdruckes von 96000 μbar die rechnerisch ermittelten Energiewerte im aufsteigenden Ast gegenüber den experimentell bestimmten Werten im Hallraum wie 1 : 2,25 verhalten. Die Differenz steigt nach dem Energiemaximum zu in beiden Fällen etwas an. Die allgemeine Abweichung wird auf eine ungenaue Bestimmung des Grenzdruckes zurückgeführt. Die Ermittlung des Wertes stützt sich auf die Kurven der Abb. 8, indem der beim horizontalen Verlauf erreichte Schalldruckspitzenwert pro Oktave von 15500 μbar mit der Eichkonstante 6,2 des Oktavsiebes multipliziert wird. Von den dortigen Kurven erreicht nur die der Knallpistole den horizontalen Verlauf, die anderen hören vorzeitig auf und können auch nicht mit Genauigkeit in den horizontalen Verlauf extrapoliert werden. Da nun die Verhältnisse beim Pistolenknall nicht so übersichtlich sind, können hier Meßfehler möglich sein. So wurde unter anderem festgestellt, daß man bei der Knallpistole als Mittelpunkt der abgehenden Kugelwelle nicht die Mündungsöffnung ansetzen kann, wie ursprünglich angenommen,

sondern einen Punkt, der in diesem Falle 18 cm von der Mündung entfernt liegt. Für die Ermittlung des Druckes auf der Kugeloberfläche ist aber die Bestimmung des Ursprungspunktes von großer Wichtigkeit. Die Erklärung für die spezielle Lage des Mittelpunktes ist darin zu suchen, daß die Pulverdämpfe beim Austritt ins Freie in Richtung der Mündungsöffnung bevorzugt beschleunigt werden. Ähnliche Beobachtungen sind auch bei Kanonenschüssen gemacht worden[18]). Nun ist es denkbar, daß die Lage des Mittelpunktes auch noch frequenzabhängig ist. In dem Falle würden die gemessenen Kurven der Abb. 8 einen nicht erkannten Fehler enthalten. Wenn auch allgemein betrachtet, die Abweichungen für akustische Messungen nicht sonderlich groß sind, so können die Messungen im Hallraum zweifellos mit größerer Genauigkeit angesetzt werden. Es erscheint daher richtiger, den Grenzdruck von der Hallraummessung aus zu bestimmen. Dieser Wert liegt um den Faktor 1,5 höher bei 144000 μbar. In der Abb. 13 sind die mit diesem Wert errechneten Kurven mit den gemessenen vergleichsweise dargestellt. Die jetzt noch vorhandenen Differenzen liegen bei beiden Kurven in gleicher Weise in der Nähe des Energiemaximums. Hierzu ist zunächst zu erwähnen, daß die Lösung des Integrals im Bereich des Maximums mit einem 12% negativen Fehler behaftet ist. Dieser Fehler wurde hingenommen, um eine einfache geschlossene Form zu erreichen. Weiterhin besteht die Möglichkeit, daß sowohl bei der Knallpistole als auch bei der Kondensatorentladung nicht eine reine Kugel als Ausgangszentrum der Schallwelle vorhanden ist, sondern eine zylindrisch verformte Kugel. Dadurch ändern sich die Schallabstrahlungsbedingungen gerade im kritischen Bereich. Diese Verformung ist bei der Knallpistole durch die schon erwähnte Beschleunigung der Pulvergase in eine bevorzugte Richtung zu erklären. Bei der Kondensatorentladung könnte dies auf die Anwesenheit der Elektrode zurückzuführen sein. Schließlich sind die Voraussetzungen für den theoretischen Ansatz praktisch nicht ganz erfüllt. Im Augenblick des Entstehens ist der Überdruck in den vorliegenden Fällen auf ein kleineres Volumen konzentriert als es dem sich durch das Spektrum kennzeichnenden Radius entspricht. Der Übergang von dem kleineren zu dem größeren Volumen ist nun nicht mit einer quasi-stationären Änderung des Druckes verbunden, vielmehr wird sich hierbei schon die ablösende Wellenfront herausbilden. Diese Tatsache wird im Ansatz nicht berücksichtigt.

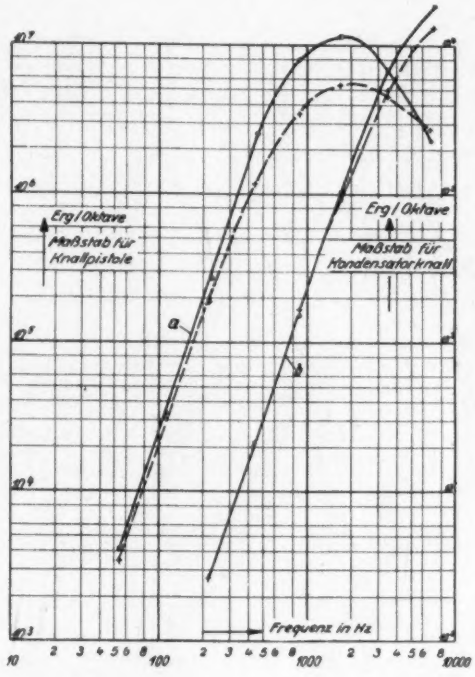


Abb. 13. Schallenergie pro Oktave in Abhängigkeit von der Frequenz

a) für Knallpistole; b) für Kondensatorknall

Die ausgezogene Linie stellt die gemessenen Werte im Hallraum dar. Die gestrichelte Linie gibt die errechneten Werte wieder unter Zugrundelegung eines P_0-Wertes von 144000 μbar

Die Ermittlung des Grenzdruckes P_0 ist im Rahmen dieser Arbeit von so großer Bedeutung, daß noch auf einem weiteren Wege seine Berechnung aus den Messungen im schalltoten Raum versucht wurde. Unter Benutzung der Formel (11) ist es möglich, zu einem gegebenen Druck P_0 die Schalldruckamplitude pro Hz für eine bestimmte Kreisfrequenz auszurechnen. Umgekehrt kann man auch vom Schalldruckwert pro Hz auf den Grenzdruck P_0 schließen.

[18]) D. C. Miller, Sound waves, their Shape and Speed. New York, The Macmillan Company 1937.

Aus der Messung im schalltoten Raum sind diese Werte bereits für 30 cm Meßentfernung abgeleitet und in Abb. 7 dargestellt. Es ist zweckmäßig, zur Auswertung eine möglichst tiefe Frequenz im aufsteigenden Ast heranzuziehen, da hier innerhalb einer Oktave die einzelnen Teiltöne die geringste Phasenänderung aufweisen, und weiterhin sich Formel (11) dadurch vereinfacht, daß ω^2 unter der Wurzel vernachlässigbar klein wird. Der Hauptgrund liegt jedoch darin, von dem anscheinend nicht ganz richtigen Wert beim horizontalen Verlauf der Schalldruckkurve pro Oktave (für die Knallpistole) freizukommen.

Die Genauigkeit des errechneten Wertes ist durch die nicht berücksichtigten Phasendrehungen an den Flanken des Oktavsiebes begrenzt. Während dieser Einfluß im ersteren Falle durch eine Eichung eliminiert wurde, ist diese Möglichkeit hier nicht ohne weiteres gegeben. Eine Nachprüfung der Phasenverhältnisse zeigt aber, daß der Fehler 10% nicht überschreiten kann, d. h. der so errechnete Wert kann 10% zu klein sein. Der Schalldruckwert pro Hz, bezogen auf die Kugeloberfläche des Grenzradius, beträgt bei 100 Hz für die Knallpistole nach Abb. 7 $A_{(\omega)} = 2{,}35$ μbar/Hz. Für $c = 33400$ cm/sec, $r = 9{,}5$ cm und $\omega = 628$ 1/sec erhält man nach der folgenden Gleichung

$$P_0 = A_{(\omega)} \cdot \sqrt{\left(\frac{3 \cdot c}{r}\right)^2 + \left(\frac{3 \cdot c}{r}\right)^2 \cdot \left(\frac{c}{\omega \cdot r}\right)^2}$$

für $P_0 = 140000$ μbar. Der Wert liegt um 3% tiefer als der aus den Hallraumenergiemessungen ermittelte Wert. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß der bereits erwähnte Fehler auftreten muß, liegt eine gute Bestätigung des als richtig erkannten Wertes von 144000 μbar vor.

Bedeutung der Schallimpulse für Meßzwecke

I. Eichung von Mikrophonen

Die ursprüngliche Aufgabe, die Frequenzkurve eines Mikrophons im freien Schallfeld (Feldeichung) mittels Schallimpulse zu messen, ist bereits im Laufe der Untersuchungen gelöst worden. Die unterste Kurve in Abb. 6 ist zu diesem Zwecke mit besonderer Sorgfalt gemessen worden. Zur Bestimmung der Frequenzkurve muß, wie bereits eingangs erwähnt, auf den Verlauf des Schallspektrums Bezug genommen werden. Da der Grenzradius mit seinem entscheidenden Einfluß auf den Verlauf des Spektrums bei den hohen Frequenzen nicht ohne weiteres bekannt ist, so liegt hierin eine gewisse Unsicherheit. Um hiervon frei zu kommen, wurde im vorliegenden Falle die Impulsenergie so gering gewählt, daß man sich im interessierenden Frequenzbereich mit Sicherheit im aufsteigenden Ast befindet, wo der Anstieg im schalltoten Raum mit ω^2 vor sich geht. Aus der Kurve 6 ist ersichtlich, daß der ω^2-Gang bis 7000 Hz genau eingehalten wird. Damit ist auch der horizontale Verlauf der Mikrophonfrequenzkurve gegeben.

Um vor Beginn der Messungen eine gewisse Sicherheit bezüglich der Frequenzkurve des verwendeten Mikrophons zu haben, wurde eine Eichung mittels einer statischen Hilfselektrode durchgeführt[19]). Bekanntlich erhält man hierbei den Frequenzgang des Mikrophons, bezogen auf den Schalldruck an der Membran (Druckeichung). Für die vorliegenden Messungen interessierte jedoch die Frequenzkurve, bezogen auf den Schalldruck der freien Welle bei Nichtanwesenheit des Mikrophons (Feldeichung). Die Schalldruckerhöhung durch Druckstauung an der Membran wurde durch die von Ballantine[20]) angegebene Druckerhöhung an dem Pol einer Kugel berücksichtigt, und zwar für eine Kugel, die dem Volumen des Mikrophons entspricht. Eine weitere Korrektur war noch für den vom Schraubansatz gebildeten Hohlraum vor der Membran notwendig (s. Abb. 14). Die Größe des Einflusses wurde meßmäßig bestimmt, indem mit einem beliebigen Lautsprecher eine Frequenzkurve mit dem Schraubansatz[21]) und eine zweite ohne den Schraubansatz gemessen wurde. Die Differenz beider Kurven ergibt den zusätzlichen Frequenzgang. Die so ermittelten Abweichungen vom horizontalen Verlauf der Frequenzkurve wurden in dem angebauten Verstärker mittels elektrischer Entzerrungsmittel ausgeglichen. Die Abb. 14 zeigt nunmehr die Frequenzkurve des entzerrten Mikrophons mit Hilfselektrode gemessen (Druckeichung) und den Frequenzgang, der mittels Schallimpulse bestimmt wurde. Die letztere Kurve verläuft absolut horizontal, wie angestrebt wurde. Die Richtigkeit der Methode, die Frequenzkurve eines Mikrophons aus der Messung mittels statischer Hilfselektrode unter Berücksichtigung

---

[19]) E. Meyer und P. Just, Z. techn. Physik 10 (1929), S. 309. — M. Grützmacher und P. Just, Elektr. Nachr.-Techn. 8 (1931), S. 104.

[20]) St. Ballantine, Physic. Rev. 32 (1928), S. 988. J. Acous. Soc. Am. 3 (1932), S. 319.

[21]) Der Schraubansatz ist zur Durchführung der Empfindlichkeitseichung erforderlich.

der Schalldruckstauung zu bestimmen, ist damit auch auf diesem Wege erwiesen[22]).

An dieser Stelle sei noch auf einige Schwierigkeiten bei der Durchführung der Messung hingewiesen. Um innerhalb von 50—10000 Hz den genauen ω^2-Gang zu gewährleisten, muß die Impulsenergie sehr klein gewählt werden. Nach den tiefen Frequenzen zu kommt man dadurch leicht in die untere Meßgrenze, die von der Wärmerauschspannung des ersten Gitter-

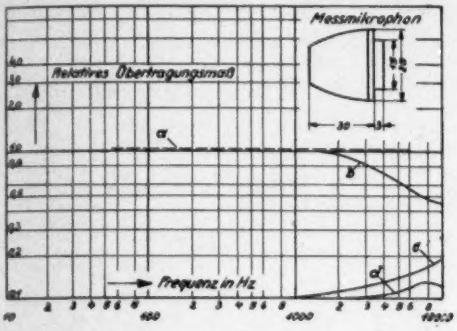


Abb. 14. Eichung des Meßmikrophons: a) Feldeichung, aus der Messung des Schallspektrums der Kondensatorimpulse abgeleitet, b) Druckeichung mittels statischer Hilfselektrode, c) Druckstauung am Pol der inhaltsgleichen Kugel, d) Einfluß des Vorraumes

widerstandes gegeben ist. Die nachstehende Formel

$$u_{\omega_1 \div \omega_2} = \sqrt{\frac{1{,}64 \cdot 10^{-20}}{2\pi \cdot C}} \left(\operatorname{arctg} R \cdot C \cdot \omega_2 - \operatorname{arctg} R \cdot C \cdot \omega_1\right)$$

(C in Fd; R in Ω; u in Volt) zeigt, daß die Störspannung in einem Intervall von $\omega \div 2\,\omega$ nach den tiefen Frequenzen zu ansteigt. Nach den hohen Frequenzen zu werden die Teilkomponenten durch den kapazitiven Widerstand des Mikrophons kurzgeschlossen. Die sonst eingehaltene Meßentfernung von 30 cm mußte hier auf 10 cm herabgesetzt werden, um wenigstens bei 220 Hz noch einen Schalldruckspitzenwert von 0,1 μbar pro Oktave messen zu können. Bei 7000 Hz treten dabei schon wieder Schalldrücke von ca. 100 μbar pro Oktave auf. Das ist ein Verhältnis von 1 : 1000. Der gesamte auf die Membran einwirkende Schalldruck liegt sogar noch über 100 μbar. Bei einem solchen Schalldruck müssen die nichtlinearen Verzerrungen des Mikrophons mit dem angebauten Verstärker noch weit unter $1\,^0/_{00}$ liegen, um die Meßwerte der tiefen Frequenzen nicht durch nichtlineare Differenztöne zu fälschen. Die ersten Messungen waren durch diese Tatsache derartig gefälscht, daß zuerst kein eindeutiges Bild über das Spektrum von Schallimpulsen gewonnen werden konnte. Erst die theoretischen Überlegungen legten die Vermutungen nahe, daß die Messung durch die nichtlinearen Verzerrungen gefälscht sein könnte. Die teilweise wesentlich höher liegenden Schalldrücke der späteren Messungen wurden mit einem dynamischen Mikrophon gemessen, welches bei hohen Frequenzen Schalldruckwerte bis 200000 μbar verarbeiten kann[23]).

Die im zweiten Teil der Arbeit mehr angewandte Hallraummethode ist für die Durchführung von Mikrophoneichungen besser geeignet bzw. bequemer in der Handhabung wegen des Fortfalls der photographischen Hilfsmittel. Allerdings erhält man nicht die Frequenzkurve für eine bestimmte Schalleinfallsrichtung, sondern einen Mittelwert über alle Schalleinfallsrichtungen. Da man bei hochwertigen Mikrophonen bestrebt ist, die Frequenzkurve unabhängig von der Schalleinfallsrichtung zu machen, so ist zum mindesten hierfür das Meßverfahren anwendbar. Die über den ganzen Raumwinkel gemittelte Frequenzkurve hat für die Praxis überdies den Vorteil, daß sie den tatsächlichen Betriebsbedingungen in einem geschlossenen Raum näher kommt als die Frequenzkurve einer bestimmten Schalleinfallsrichtung.

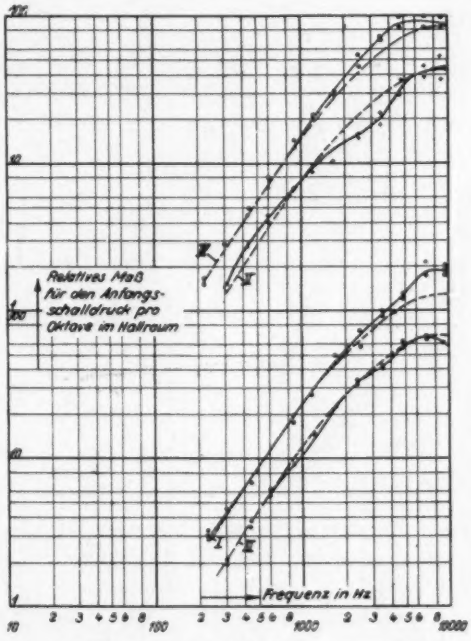


Abb. 15. Meßkurven von Kondensatorknallen im Hallraum mit verschiedenen Mikrophonen. Die gestrichelte Kurve stellt den tatsächlichen Verlauf des Schallspektrums dar. Abweichungen davon geben Aufschluß über die Frequenzkurve des Mikrophons gegenüber einem horizontalen Verlauf

In der Abb. 15 sind die an vier Mikrophonen angestellten Messungen dargestellt. Es handelt sich um verschiedenartige Mikrophone.

[22]) H. J. v. Braunmühl, Der Stand der raumakustischen Forschung unter besonderer Berücksichtigung der praktischen Bedürfnisse. Kinotechn. 19 (1937), H. 13, S. 314.

[23]) E. C. Wente, Acoustical Instruments. J. Acous Soc. Am., Vol. 7, Nr. 1, July 1935.

Mikrophon I ist ein normales auf den Schalldruck ansprechendes Kondensatormikrophon mit etwa 3 cm Membrandurchmesser, Mikrophon II stellt ein auf den Schalldruck ansprechendes Tauchspulenmikrophon dar, dessen Richtcharakteristik mit besonderen Mitteln auch für die höchsten Frequenzen kugelförmig gehalten ist. Mikrophon III ist ein kapazitiver Gradientenempfänger mit achtförmiger Richtcharakteristik. Mikrophon IV ist schließlich ein kombinierter Druck-Gradientenempfänger mit kardioidenförmiger Richtcharakteristik[24]).

Der tatsächliche Verlauf des Schallspektrums im Hallraum ist jeweils durch die gestrichelte Kurve angedeutet. Aus den etwaigen Abweichungen von dem Verlauf ist der Frequenzgang des Mikrophons zu ermitteln. Die gleichen Mikrophone sind auch im schalltoten Raum durch Vergleich mit dem bereits erwähnten Eichmikrophon nach der üblichen Methode mittels reiner Töne gemessen worden. Um einen Vergleich mit den Hallraummessungen vornehmen zu können, wurden die Messungen im schalltoten Raum für mehrere Schalleinfallsrichtungen (0°, 45°, 90°, 180°) durchgeführt. Aus dem geometrischen Mittelwert der zu einer Frequenz gehörigen Meßpunkte ist der wahrscheinliche mittlere Wert für den ganzen Raumwinkel ermittelt worden. Dieses Verfahren wurde für den ganzen Frequenzbereich von 50—10000 Hz durchgeführt. In der Abb. 16, 1—4 sind einmal die Messungen im schalltoten Raum dargestellt und außerdem der Vergleich zwischen Hallraummessungen und der Mittelkurve aus den Messungen unter den verschiedenen Schalleinfallsrichtungen. Die Übereinstimmung ist als recht gut zu bezeichnen.

Die Abstände der Kurven in Abb. 15 geben noch einen Anhalt über die Empfindlichkeit der Mikrophone. Hier ist auch wieder die mittlere Empfindlichkeit im Hallraum von der Empfindlichkeit einer bestimmten Schalleinfallsrichtung zu unterscheiden. Während die Mikrophone I und III bei normaler Schalleinfallsrichtung nahezu die gleiche Empfindlichkeit aufweisen, sind im Hallraum ca. 5 db Differenz zu Ungunsten des Mikrophons III (Mikrophon mit achtförmiger Richtwirkung) vorhanden. Beim letzteren wird ein Teil der Schallwellen ausgeblendet, und zwar ergibt die Integration bei der Acht über den Raumwinkel nur $^1/_3$ der Energie gegenüber einem gleichempfindlichen Mikrophon mit Kugelcharakteristik. Rechnet man das Energieverhältnis auf das Schalldruckverhältnis um, so ergibt sich die gemessene Differenz von 5 db.

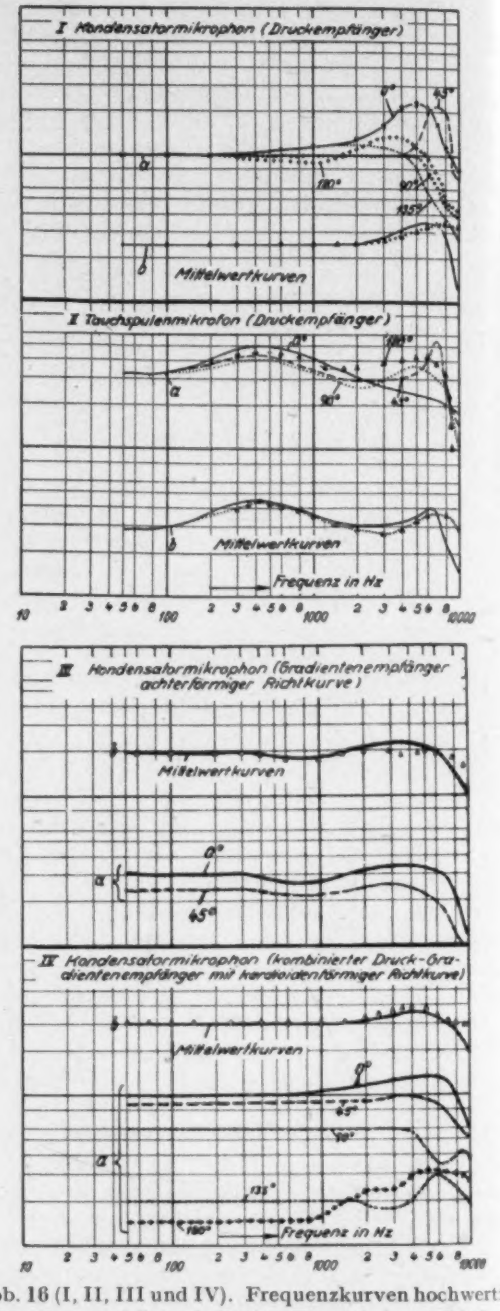


Abb. 16 (I, II, III und IV). Frequenzkurven hochwertiger Mikrophone. a) Im schalltoten Raum bei verschiedenem Schalleinfallswinkel gemessen. b) Mittelwertskurven über den ganzen Raumwinkel. Die ausgezogene Kurve ist durch geometrische Mittelung aus den Messungen im schalltoten Raum gewonnen. Die dreieckförmigen Punkte stellen die im Hallraum mittels Impulsmessung gewonnene Kurve dar

II. Elektroakustische Messungen

In der elektroakustischen Meßtechnik ist die Anwendung der Knallpistole als Schallgeber für Nach-

[24]) H. J. v. Braunmühl und W. Weber, Kapazitive Richtmikrophone. Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik 46 (1935), H. 6, S. 187.

hallmessungen in Verbindung mit einem Oszillographen seit langem bekannt[6]). Zur frequenzabhängigen Bestimmung der Nachhallzeit ist die Meßanordnung im Laufe der Zeit durch ein Oktavsieb ergänzt worden, indem die Abklingzeit der jeweils innerhalb einer Oktave vorhandenen Energie gemessen wird[22]). Durch die Einführung des logarithmischen Pegelschreibers können die zwei wesentlichen Eigenschaften der Knallpistole, nämlich das kontinuierliche, gesetzmäßig verlaufende Spektrum und die Einfachheit der Bedienung, erst vorteilhaft ausgewertet werden.

Bei den bisher üblichen Nachhallmessungen war das Spektrum der Knallpistole nur soweit von Interesse, als es notwendig war, in dem zu messenden Frequenzbereich die Abfallgeschwindigkeit der Schallenergie über einen genügenden Intensitätsbereich zu verfolgen, um hieraus die Nachhallzeit ermitteln zu können. Die genaueren Meßuntersuchungen haben nun gezeigt, daß das Schallspektrum der Knallpistole einen definierten Verlauf hat und hinsichtlich Energie und spektraler Zusammensetzung außerordentlich konstant ist. Diese Tatsache macht es nun möglich, mit dem gleichen Aufwand an Meßgeräten wie bei den Nachhallmessungen das elektroakustische Übertragungsmaß von Schallaufnahmeeinrichtungen zu messen. Diese Messung gestaltet sich dann besonders einfach, wenn der bekannte Frequenzgang des Knalles und die Eigenschaften des verwendeten Bandfilters durch elektrische Entzerrungsmittel ausgeglichen werden. Die aus dem Registrierstreifen des logarithmischen Pegelschnellschreibers extrapolierten Intensitätswerte für $T = 0$ ergeben direkt den relativen Verlauf des Übertragungsmaßes. Auf diesem Wege ist es möglich, die Überallesfrequenzkurve eines Mikrophons mit der daran angeschlossenen Verstärkerkette in einfacher Weise zu messen. Der gleiche Registrierstreifen unter Auswertung der Abfallgeschwindigkeit ergibt dabei die Nachhallzeit des Raumes.

Es ist auch die Bestimmung des Absolutwertes des Übertragungsmaßes eines Mikrophons in mV/μbar denkbar. Die von der Knallpistole ausgelöste Schallenergie ist für eine bestimmte Oktave eine konstante Größe. Für ein gegebenes Raumvolumen ist der sich einstellende Anfangsschalldruck für $t = 0$ durch die nachstehende Formel gegeben:

$$p = \sqrt{\frac{E \cdot c \cdot z}{V}}$$

V = Volumen in cm³, z = Schallwellenwiderstand der Luft, c = Schallgeschwindigkeit in Luft, E = Schallenergie des Knalles in Erg. Der sich einstellende Anfangsschalldruck ist demnach umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus dem Raumvolumen.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit bietet die Knallpistole bei der Untersuchung der Schallversorgung von Hörerplätzen in Theatern oder Konzertsälen. In diesem Falle wird die Schallenergie nach Absolutbetrag und Frequenzgang gemessen unter Berücksichtigung des Eigenfrequenzganges der Knallpistole. Die definierten Eigenschaften der Knallpistole und die Einfachheit der Bedienung treten hier besonders vorteilhaft in Erscheinung.

III. Messung von Strahlungswiderständen

Bei der Ableitung des Teiltonspektrums der Ausgleichsvorgänge wurde bereits vermerkt, daß der Verlauf des Spektrums von der Gesamtenergiemenge

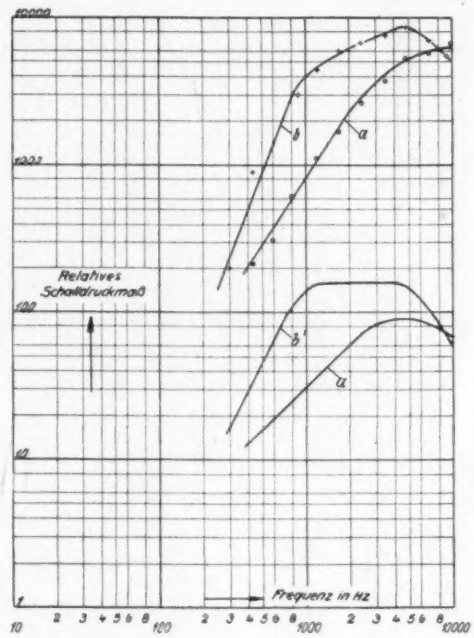


Abb. 17. Messung im Hallraum. Schallspektrum einer Kondensatorentladung mit Oktavsieb gemessen, a) frei im Raum, b) mit angeschlossenem Exponentialtrichter. a', b' die gleichen Messungen auf Schalldruck pro Hz umgerechnet

und von dem Schallwellenwiderstand abhängig ist, über den der Ausgleich erfolgt. Einen charakteristischen Fall stellt der Ausgleich über den Exponentialtrichter dar. Zur experimentellen Bestätigung des in Abb. 1 dargestellten Spektrums wurde der elektrische Knallgeber mit seinem oberen Teil in die Mündung eines Exponentialtrichters gebracht und der noch verbleibende offene Querschnitt abgedichtet. Die Messung des Schallspektrums geschah wiederum im Hallraum nach der bekannten Methode. In der Abb. 17 zeigt die Kurve b den Anfangsschalldruck in Abhängigkeit von der Frequenz bei Anwesenheit des Exponentialtrichters, die Kurve a den Schalldruck, wenn der Trichter fortgenommen wird.

Zur besseren Übersicht sind beide Kurven auf die Schalldruckamplituden pro Hz umgerechnet, wobei die dargestellten Werte direkt miteinander vergleichbar sind. Die Kurve a stellt den typischen Verlauf des Spektrums eines Knalles dar. Die Kurve b′ zeigt gegenüber a′ den Einfluß des Exponentialtrichters. Die Erhöhung des Strahlungswiderstandes ist ohne weiteres ersichtlich. Auch die typische untere Grenzfrequenz eines endlichen Exponentialtrichters macht sich bemerkbar. In dem vorliegenden Falle war sie bei der Berechnung des Trichters zu 800 Hz angenommen. Bei den hohen Frequenzen hat es den Anschein, als ob das Umbiegen in den fallenden Gang mit Trichter an der gleichen Stelle vor sich geht, wie beim freien Knall. Die bei einem endlichen Exponentialtrichter in der Gegend der Grenzfrequenz auftretenden Maxima und Minima treten hier nicht deutlich in Erscheinung wegen des geringen Auflösungsvermögens des Oktavsiebes; eine Andeutung ist jedoch zu bemerken. Der Impuls stellt damit ein bequemes Hilfsmittel zur Bestimmung der Strahlungseigenschaften von Trichtern oder auch anderen Gebilden dar.

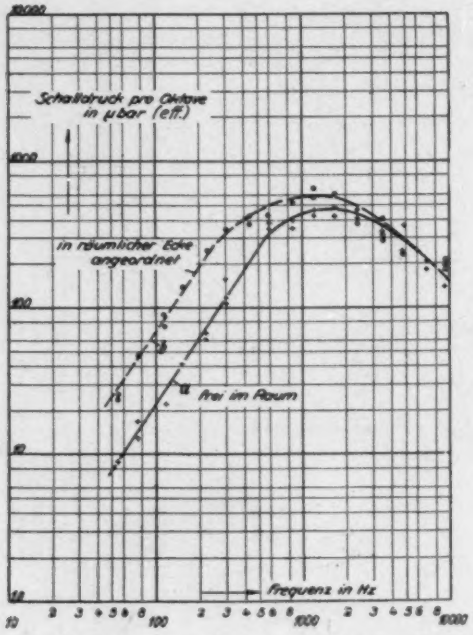


Abb. 18. Messung im Hallraum mit 70 m³ Volumen. Schallspektrum einer Knallpistole mit Oktavsieb gemessen (Flobert 6 mm). a) Pistole frei im Raum; b) Pistole in räumlicher Ecke angeordnet

Bei den Überlegungen über das Vorhandensein eines bestimmten Grenzradius mit dem stets gleichbleibenden Druckwert auf der Oberfläche wurde nach einem einfachen experimentellen Beweis gesucht. Stellt man sich vor, daß zu jeder bestimmten freiwerdenden Energie ein bestimmtes vom Grenzradius umschlossenes Volumen gehört, so würde zu diesem Volumen in einem räumlichen Winkel von 90° ein doppelt so großer Radius gehören, als bei der Kugel im allseitig freien Raum. Mit dem doppelten Radius wächst der Strahlungswiderstand bei den tiefen Frequenzen auf den vierfachen Wert und dementsprechend auch die abgestrahlte Leistung. Trifft diese Überlegung zu, so muß das Schallspektrum beim Auslösen des Impulses in der räumlichen Ecke eine Verlagerung nach den tiefen Frequenzen aufweisen. Die Abb. 18 zeigt nun das Schallspektrum einer Knallpistole frei im Raum und in einer räumlichen Ecke. Die tiefen Frequenzen sind um mehr als auf den doppelten Wert gestiegen. Der stärkere Anstieg gegenüber dem erwarteten Wert wird dadurch erklärt, daß die Knallpistole und die Auslösevorrichtung zusätzlich Volumen verdrängen und zwangsläufig einen mehr als den doppelten Wert des Ausgleichsradius bedingen. In der gleichen Weise ist eine Verlagerung nach den tiefen Frequenzen zu erwarten, wenn die Knallpistole nahe einer Wand ausgelöst wird.

Schlußbemerkung

Die auf den Ausgleichsvorgang der Knallpistole angestellten Überlegungen lassen sich zweifellos auch auf andere explosionsartige Vorgänge ausdehnen, wobei natürlich die bei der Ableitung gemachten Voraussetzungen, insbesondere hinsichtlich der Steilheit des Drucksprunges, erfüllt sein müssen. Es liegt allerdings in der Eigenart eines explosionsartigen Vorganges, daß der Drucksprung sehr steil ist. So ist der Verlauf des Schallspektrums eines ungedämpften Explosionsmotors ohne Auspuff von der gleichen Gesetzmäßigkeit, wie eine informatorisch ausgeführte Klanganalyse von einer Schallplattenaufnahme gezeigt hat. Der Zweitaktmotor scheint die theoretischen Voraussetzungen wegen seiner kurzen Auspuffzeiten besonders gut zu erfüllen. Schließlich wird auch der Mündungsknall von Schußwaffen größeren Ausmaßes nach den gleichen physikalischen Gesetzen verlaufen.

Zusammenfassung

Mit den modernen Meßmitteln der Elektroakustik wird das Schallspektrum von Knallfunken und Knallpistolen gemessen. Die Meßergebnisse stimmen mit den theoretisch abgeleiteten Kurven überein, wobei von der Vor-

stellung ausgegangen wird, daß sich der Überdruck einer in der freien Atmosphäre befindlichen Luftkugel über den Schallwiderstand der Kugeloberfläche ausgleicht. Die FOURIER-Analyse des Ausgleichsvorganges führt zu einem kontinuierlichen Schallspektrum, dessen Teiltonstärke pro Hz im unteren Frequenzgebiet entsprechend dem Strahlungswiderstand eines Strahlers 0. Ordnung proportional mit der Frequenz ansteigt bis zu einem Maximum bei derjenigen Frequenz, bei der die Wellenlänge des Teiltones das 3,5fache des Radius der Luftkugel erreicht hat. Danach erfolgt ein Abfall der Teiltonstärke umgekehrt proportional der Frequenz. In einem doppeltlogarithmischen Koordinatenpapier verläuft die Kurve des Spektrums nach Art einer Glockenkurve symmetrisch zu dem erwähnten Maximum. Die Größe des für den Verlauf des Spektrums maßgebenden Kugelradius hängt von der ausgelösten Gesamtenergie ab. Unabhängig von der Gesamtenergie wird der Drucksprung auf der Kugeloberfläche in allen Fällen zu ca. 150000 μbar bestimmt. Bei diesem Druckwert setzt offenbar erst die Gültigkeit der linearen Schallgesetze ein, während vorher der Ausgleichsvorgang mit Überschallgeschwindigkeit abläuft. Aus dem Drucksprung unter Einbeziehung des Ausgleichsvorganges wird die Schallenergie berechnet und gute Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Werten gefunden.

Das Schallspektrum von Kondensatorknallen wird zur Bestimmung der Frequenzkurve von Mikrophonen im freien Schallfeld benutzt. Die erzielte Meßgenauigkeit beträgt $\pm$ 1 db. Durch Auslösung von Kondensatorknallen in der Mündung eines Exponentialtrichters werden die Strahlungseigenschaften desselben bestimmt. Schließlich wird von einer Knallpistole, die zu raumakustischen Messungen häufig benutzt wird, der frequenzabhängige Verlauf der Schallenergie und seine absolute Größe genau bestimmt.

Herrn Prof. Dr. F. TRENDELENBURG danke ich für seine wertvollen Hinweise bei der Durchführung der Arbeit und für sein stetes Interesse. Der experimentelle Teil der Arbeit wurde im Laboratorium der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft mit den dort zur Verfügung stehenden Meßgeräten durchgeführt. Herrn Direktor Dr. HUBMANN, Chef-Ing. der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft, bin ich hierfür zu großem Dank verpflichtet. Ebenso danke ich Herrn Dr. v. BRAUNMÜHL, Abteilungsleiter der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft, für seine Unterstützung.

(Eingegangen am 15. Juli 1939.)

PATENTSCHAU

Bearbeitet von Heinrich Kösters

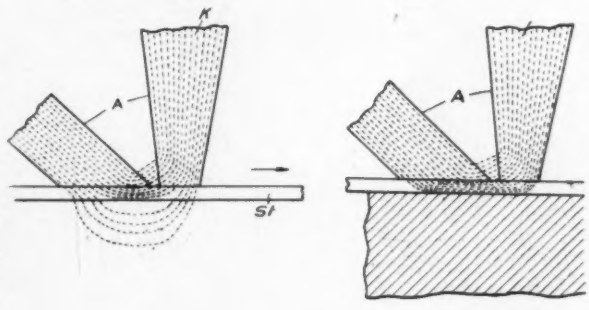
132.

Deutsches Patent Nr. 680681, patentiert ab 25. 2. 1936, ausgegeben am 5. 9. 1936

Siemens u. Halske A.G. in Berlin-Siemensstadt, Dipl.-Ing. Hans von Lohr

Anordnung zur Stahlbandbesprechung

Zur Tonaufzeichnung auf Stahlband werden aus technischen Gründen häufig bei der Längsmagnetisierung beide Magnetisierungsstifte auf einer Seite angebracht. Der Kraftlinienverlauf einer solchen Anordnung entspricht der Darstellung in Abb. 1a. Durch Unterlegen einer Kupferplatte unter das Stahlband erzielt man ein wesentlich besseres Kraftlinienfeld (Abb. 1b). Der Intensitätsgewinn soll etwa 0,6 neper betragen.



a b

Abb. 1a und 1b. Anordnung zur Stahlbandbesprechung

133.

Deutsches Patent Nr. 680788, patentiert ab 17. 3. 1934, ausgegeben am 8. 9. 1939

Radio Corporation of Amerika in Neuyork, V. St. A.

Mit mehreren Schwingspulen ausgerüsteter elektrodynamischer Lautsprecher

Es sind Konuslautsprecher bekannt, bei denen die Membran durch eine Federung so unterteilt ist, daß bei tiefen Frequenzen die ganze Membran und bei hohen Frequenzen nur ein kleiner Teil der Membran schwingt. Diese Anordnung soll nach dem Patent noch dadurch verbessert werden, daß für die beiden Frequenzgebiete zwei Schwingspulen vorgesehen werden, die auf einem gemeinsamen Schwingspulenkörper sitzen, aber durch eine Federung getrennt sind. Ein Ausführungsbeispiel ist in Abb. 2 dargestellt. Bei tiefen Frequenzen wird das gesamte System durch die Spule 38 über die Federungen 36 und 20 angetrieben. Bei hohen Frequenzen schwingt nur der Innenkonus 19 zwischen den beiden Federungen 36und 20, angegeben durch die Spule 34.

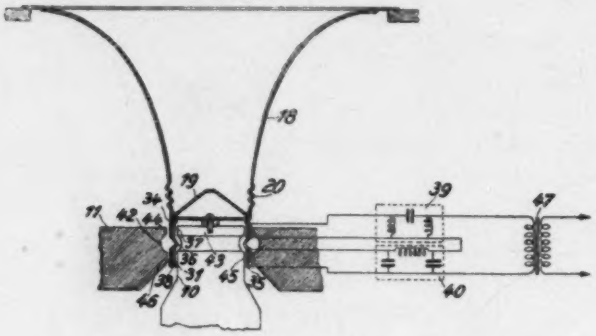


Abb. 2. Tauchspulenlautsprecher

134.

Deutsches Patent Nr. 680841, patentiert ab 13. 5. 1936, ausgegeben am 9. 9. 1939

Siemens-Schuckertwerke A.G. in Berlin Siemensstadt, Dr. phil. Ernst Lübcke

Einrichtung zur Unterdrückung der Geräusche in elektrischen Maschinen

Die bei elektrischen Maschinen mit magnetisch wirksamen Eisenkörpern auftretenden Ring- und Zahnschwingungen sollen dadurch verringert werden, daß ihre Eigenschwingung unter die Frequenz der erregenden Kräfte gelegt wird und gleichzeitig wirksame Dämpfungsmittel angewandt werden. Ein Beispiel für die Dämpfung von Zahnschwingungen ist in Abb. 3 dargestellt. Die Zähne 21 werden an ihrem unteren Ende durch das Dämpfungsmittel 20 gedämpft.

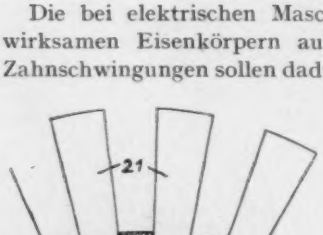


Abb. 3. Dämpfungseinrichtung für Zahnschwingungen

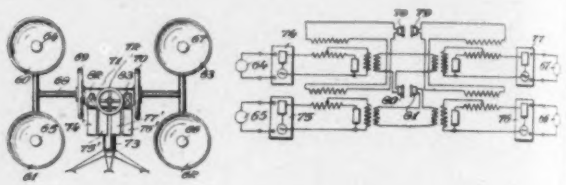
135.

Deutsches Patent Nr. 681046, patentiert ab 12. 9. 1935, ausgegeben am 13. 9. 1939

Siemens Apparate und Maschinen GmbH. in Berlin, Dipl.-Ing. Adolf Rechten

Elektroakustisches binaurales Peilgerät

Bei elektroakustischen Peilgeräten, die mit mehreren Mikophonen zur Einstellung nach zwei Koordinaten ausgerüstet sind, kann man ein oder mehrere Mikrophone gleichzeitig für beide Koordinaten benutzen, wenn man dafür Sorge trägt, daß sich die Mikrophonkreise nicht gegenseitig beeinflussen. Nach dem Patent soll der Anschluß zweier Beobachter für zwei Koordinaten an das gleiche Mikrophon durch Differentialübertrager erfolgen. Eine mögliche Ausführungsform eines Peilgerätes für binaurale Peilung in zwei Koordinaten ist in Abb. 4a dargestellt. Für den einen Beobachter sind die Mikrophone 64 und 65 einerseits und 67 und 66 andererseits parallel geschaltet, für den anderen Beobachter entsprechend die Mikrophone 64 und 67 einerseits und die Mikrophone 65 und 66 andererseits. Die zugehörige Übertragerschaltung ist in Abb. 4a dargestellt.



a b

Abb. 4. Peilgerät

136.

Deutsches Patent Nr. 681964, patentiert ab 24. 4. 1936, ausgegeben am 5. 10. 1939

Robert Bosch GmbH. in Stuttgart

Bandförmiger Träger für mechanische Tonaufzeichnung

Nach dem Patent soll die undurchsichtige Schicht auf einem Film, wie sie beim Philips-Miller-Verfahren erforderlich ist, durch Metallverdampfung oder Kathodenzerstäubung hergestellt werden.

137.

Deutsches Patent Nr. 682314 patentiert ab 25. 3. 1930, ausgegeben am 12. 10. 1939

Dr.-Ing. Friedrich Trautwein in Berlin-Zehlendorf

Elektrisches Musikinstrument für schlagzeugartige Klangwirkung

Der beim Ein- und Ausschalten eines Verstärkers entstehende Knack soll zur Erzeugung eines schlagzeugartigen Klanges benutzt werden, wobei seine Klangfarbe durch entsprechend gewählte Siebmittel dem nachzuahmenden Instrument angepaßt wird.

SCHRIFTTUM

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Lärmbekämpfung in gewerblichen Betrieben. Verlag Reichsarbeitsblatt, Berlin.

Das 132 Seiten starke illustrierte Büchlein ist ein Sonderdruck des Reichsarbeitsblattes und enthält die anläßlich des Aufklärungslehrganges über Lärmbekämpfung im November 1938 in Berlin gehaltenen Vorträge. Die Vorträge befassen sich mit den physikalischen, technischen, volkswirtschaftlichen und sozialen Fragen der Lärmabwehr. Sie richten sich an alle Ingenieure und Techniker, die in der Praxis vor die Aufgabe der Lärmbekämpfung gestellt werden.

H. KÖSTERS

A. C. MERRINGTON und C. W. OATLEY, **An Investigation of the accuracy of Königs formula for the Rayleigh disk.** Proc. Roy. Soc., Lond. 171 (1939), S. 505.

Die Voraussetzungen der KÖNIGschen Theorie werden einer kritischen Durchsicht unterzogen mit dem Ziel, die Genauigkeit der KÖNIGschen Formel zu prüfen $G = \frac{3}{4}\,\varrho\, r^3\, u^2 \sin 2\Theta$ (G das auf die Scheibe ausgeübte Drehmoment, ϱ die Mediumdichte, r der Scheibenradius, u der Effektivwert der Schnelle, Θ der Winkel zwischen Scheibenachse und Schallausbreitungsrichtung).

Die KÖNIGsche Annahme eines inkompressiblen Mediums ist nach Messungen von BARNES und WEST zulässig, solange die Wellenlänge mindestens 5mal so groß wie der Scheibendurchmesser ist (Fehler kleiner als 2%). Die Scheibe wird bei KÖNIG als unendlich dünnes Ellipsoid angenommen, während sie in der Praxis meist die Form eines Zylinders sehr kleiner Höhe hat. Der von dieser Abweichung herrührende Fehler ist von König und King berechnet worden; er ist kleiner als 1%. Die Messungen von BARNES und WEST stützen diesen Befund. KÖNIG nimmt weiter an, daß durch Reibungskräfte kein Drehmoment auf die Scheibe ausgeübt wird. In allen bisherigen Experimenten mit Scheiben in Luft von Atmosphärendruck wird eine gute Übereinstimmung der Meßergebnisse mit der Theorie festgestellt. Die Verfasser berücksichtigen deshalb den Einfluß der Reibung in der KÖNIGschen Formel durch ein dem Reibungskoeffizienten η proportionales Korrektionsglied, das nach ihren Überlegungen mit abnehmendem Druck wachsen muß. Deshalb wird die Formel in einem Druckbereich von 1 mm Hg bis zu einer Atmosphäre experimentell geprüft. Dabei wird die schon von ZERNOW angewandte Meßmethode benutzt. Die evakuierbare Apparatur der Verfasser besteht aus einem zylindrischen Gefäß, an das koaxial ein dünnes Messingrohr angeschraubt ist; dieses wird am oberen Ende fest eingespannt. Die tiefste Eigenfrequenz des so entstehenden schwingungsfähigen Systems liegt bei 50 Hz. Die Rayleighscheibe hängt in der Gefäßmitte vor einem Beobachtungsfenster, der Torsionsfaden wird durch das Rohr zum Torsionskopf geführt. Das System wird elektrodynamisch zu Schwingungen in der Nachbarschaft der Resonanzfrequenz erregt; die dabei erreichten Amplituden betragen einige Millimeter. Es ist dafür gesorgt, daß die Scheibe nicht direkt von den Schwingungen des Systems beeinflußt werden kann und dieses nur in einer Ebene schwingen kann. Die Amplitude des Gefäßes, die der der darin enthaltenen Luft entspricht, wird mikroskopisch gemessen; der Vergleich dieser Meßmethode mit 2 anderen ergibt eine Übereinstimmung der Meßergebnisse von 0,5%. Eine Fehlerquelle, die von BARNES und WEST nicht beachtet wurde, finden die Verfasser bei der Messung der Torsionskonstanten der Fäden. Sie bestimmen diese, indem sie nacheinander kleine Messingscheiben am Fadenende befestigen und die Frequenz der Torsionsschwingungen bestimmen. Wenn man statt der Messingscheiben die Rayleighscheibe benutzt, ergibt sich nur dann Übereinstimmung der Ergebnisse, wenn die Rayleighscheibe im Vakuum schwingt; bei Schwingungen in Luft vom Atmosphärendruck dagegen ergeben sich Konstanten, die um etwa 5—6% zu klein sind. Dieser Fehler haftet den Ergebnissen von BARNES und WEST an.

Die Messungen der Verfasser bei verschiedenen Drucken liefern in bezug auf die Reibungskorrektion kein sicheres Ergebnis; es zeigt sich aber, daß diese Korrektion bei Atmosphärendruck höchstens 2% betragen kann. Das Drehmoment G kommt bei allen Messungen um etwa 10% zu groß heraus. Um dieses Ergebnis sicherzustellen, führen die Verfasser bei Atmosphärendruck Messungen an einer Apparatur durch, bei der einige Nachteile der vorher benutzten vermieden werden. Das schwingende Gefäß, in diesem Falle ein rechteckiger Kasten, ist auf einem festen Rahmenwerk befestigt, das von 2 vertikalen Stahlfedern getragen wird. Die Schwingungen dieses Systems sind genauer linear (vernachlässigbar kleine Rotationskomponente), und dieses ist deshalb zur Absoluteichung der Rayleighscheibe besser geeignet. Die Röhre, durch die der Torsionsfaden geschützt wird, ist in diesem Falle nicht am Gefäß befestigt. Bei den Messungen mit dieser Apparatur im Frequenzbereich 9—25 Hz werden die Rayleighscheiben und die Torsionsfäden mehrfach ausgewechselt und Kästen verschiedener Größe benutzt; die Amplitude der Schwingungen wird variiert. Alle Messungen liefern auch in diesem Falle etwa um 10% größere Drehmomente als die KÖNIGsche

Formel unter Berücksichtigung der KINGschen Korrektion (s. unten). Um evtl. Fehler in der Amplitudenmessung auszuschließen, wird die Amplitude der Luft im Kasten direkt bestimmt mit Hilfe der Rauchteilchenmethode, bei der die Amplitude mitschwingender kleiner Rauchteilchen mikroskopisch gemessen wird. Die so bestimmten Amplituden der Luft stimmen mit denen des Kastens genau überein.

Als Ursache für die Abweichung der experimentellen von den theoretischen Ergebnissen werden schließlich Wirbel am Rande der Rayleighscheibe erkannt, die ebenfalls mit Hilfe von Rauch sichtbar gemacht und photographiert werden. Eine kritische Geschwindigkeit, bei der die Wirbelbildung einsetzt, kann nicht bestimmt werden. Die Verfasser nehmen an, daß diese bei den tiefen Frequenzen ihrer Messungen schon bei Schallschnellen unterhalb 0,5 cm/sec beginnt. Im allgemeinen wird danach bei Messungen mit der Rayleighscheibe die Wirbelbildung berücksichtigt werden müssen. Die darauf zurückzuführende Abweichung der gemessenen Drehmomente von den berechneten wurde bei BARNES und WEST gerade durch den Fehler in der Bestimmung der Torsionskonstanten kompensiert (s. oben), so daß sich bei diesen Verfassern nur scheinbar Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ergab.

Für den Frequenzbereich 10—50 Hz gilt nach den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit die abgeänderte KÖNIGsche Formel

$$G = 1{,}47 \cdot r^3 \varrho\, u^2 \sin 2\,\Theta\, [m_1/(m_1 + m_0)]$$

$$\left(m_1 \text{ die Masse der Scheibe, } m_0 = \frac{8}{3}\varrho\, r^3\right).$$

Der letzte Faktor stellt die von King eingeführte Korrektion dar, die berücksichtigt, daß die Rayleighscheibe nicht starr befestigt ist, sondern im Medium schwingen kann. Die Formel wird auf $1 \div 2\,\%$ genau geschätzt. So lange keine genauen Messungen bei höheren Frequenzen vorliegen, wird auch für diese die Benutzung der obigen Formel vorgeschlagen. HERMANN OBERST

N. B. BHATT, **Effect of an Absorbing Wall on the Decay of Normal Frequencies.** J. Acous. Soc. Am. 11 (1939), S. 67.

Wie vor kurzem HUNT (vgl. Referat d. Akust. Z. 4 (1939), S. 278), so benutzt auch der Verfasser die „Nachhallkammer" zur Untersuchung von Schluckstoffen. Hierunter ist ein rechteckiger Raum zu verstehen, dessen Abmessungen im Gegensatz zum „Nachhallraum" vergleichbar mit den benutzten Wellenlängen sind, und in welchem jeweils mit einem reinen Eigenton und nicht mit Heultönen gemessen wird. Der bei den vorliegenden Untersuchungen benutzte Raum hatte die Abmessungen $1{,}22 \times 0{,}84 \times 0{,}48$ m. Er bestand aus Schieferplatten, hinter denen zur Vermeidung von Eigenresonanzen sich noch eine Sandschicht von 6 cm Stärke befand, um die nochmals ein Holzkasten gekleidet war. Die Anregung erfolgte von einer Ecke aus (wie bei HUNT) über viele enge Rohre, die dem Sender einen sehr großen inneren Widerstand gaben. Das Mikrofon befand sich bei tiefen Frequenzen in einer diagonal gegenüberliegenden Ecke, bei hohen zur Aussiebung mehrerer Eigenschwingungen in der Raummitte. Die Decke oder eine Seitenwand wurden gegen die Meßwand ausgetauscht. Verglichen wurden die maximalen stationären Schalldrücke und die Nachhallzeiten. Untersucht wurden Celotex-Platten und eine Wollfilzschicht. Die nach beiden Methoden gefundenen „Dämpfungskoeffizienten des Materials" werden in Tabellen angegeben. Dieser „Dämpfungskoeffizient" ist nicht mit dem Schluckgrad zu verwechseln, sondern stellt einen neuen im gleichen Heft von MORSE eingeführten Begriff dar, der sich nach der dort gegebenen Theorie aus dem Wandwiderstand für senkrechten Einfall errechnen läßt. Zur Prüfung dieser Theorie wird der Wandwiderstand der beiden untersuchten Stoffe im KUNDTschen Rohr gemessen. Andererseits wird versucht, aus den Messungen in der Nachhallkammer auf einen vermutlichen Wandwiderstand zu schließen, was Schwierigkeiten macht, da der gemessene Dämpfungskoeffizient nicht ausreicht, um Blind- und Wirkanteil des Wandwiderstandes zu bestimmen. (Die Verstimmung der Resonanzfrequenz konnte anscheinend als zweite Bestimmungsgröße nicht herangezogen werden.) Verfasser versucht eine angenäherte Bestimmung durch Vergleich benachbarter Eigentöne mit verschiedener Einfallsrichtung zur Prüfwand. In Anbetracht dieser Schwierigkeit und im Rahmen der experimentellen Streuungen erweist sich die erhaltene Übereinstimmung mit der Theorie von MORSE als befriedigend. L. CREMER

J. S. P. ROBERTON, **Ein besserer kommerzieller Fernsprechhörer.** Elektr. Nachr.-Wes. 17 (1939), S. 118.

Im Zuge der Bestrebungen zur Verbreiterung des Fernsprechfrequenzbandes sind in letzter Zeit schon in mehreren Ländern Fernhörer mit einer bis etwa 3000 Hz einigermaßen ausgeglichenen und darüber hinaus noch bis etwa 4000 Hz ausreichenden Frequenzkurve konstruiert worden. In der vorliegenden Mitteilung wird jetzt auch eine englische Konstruktion bekanntgegeben. Die Verbesserung der Frequenzkurve wird, wie üblich, durch Vermehrung der Freiheitsgrade des Schwingungssystemes erreicht. Der neue englische Fernhörer arbeitet mit drei Freiheitsgraden, indem zu beiden Seiten der Membran ein Helmholtz-Resonator angekoppelt

ist. Einmal wird ein für sich abgetrennter Teil des Fernhörergehäuses, im anderen Falle der zwischen Membran und Hörmuschel liegende Luftraum als Resonatorvolumen ausgenutzt. Bei diesem letzteren Resonator ist die Luftmasse in den Durchlaß-Öffnungen der Hörmuschel der schwingende Luftpfropfen. Die Membranresonanz liegt bei etwa 1700 Hz. Die Resonanz der beiden Resonatoren bei etwa 300 Hz und 3000 Hz.

Da der mechanische Übertragungswiderstand zwischen Membran und Hörkanal durch die Zwischenschaltung eines Freiheitsgrades gewachsen ist, das Übertragungsmaß des Hörers aber im Mittel nicht zurückgehen soll, muß der mechanische Widerstand der Membran selbst möglichst verkleinert und der elektromechanische Kopplungsfaktor des Erregersystemes vergrößert werden. Der neue Hörer besitzt ein elektro-magnetisches Antriebssystem üblicher Bauart mit U-förmigem Dauermagnetsystem und ebener Membranplatte als Anker. Die Vergrößerung des Kopplungsfaktors wird durch Verwendung neuerer magnetischer Werkstoffe erreicht, welche bei gleicher Vormagnetisierung eine drei- bis viermal größere Wechselfluß-Permeabilität besitzen. Die Polschuhe des Magneten sind aus Nickel-Eisen mit 36% Nickel, der Dauermagnet ist aus Nickel-Aluminium-Eisen und die Membran aus „Permendur" hergestellt. Die Verkleinerung des mechanischen Widerstandes der Membran kommt im wesentlichen auf eine Verkleinerung der Masse, d. h. also der Membrandicke hinaus und widerspricht der Forderung nach großem Kopplungsfaktor. Um zu einem Ausgleich zu gelangen, hat man das Verhältnis Kopplungsfaktor/Membrandicke zu einem Maximum gemacht, nachdem für verschiedene Membrandicken und Vormagnetisierungen die Kopplungsfaktoren bestimmt worden waren.

Die Bezugsdämpfung des neuen Hörers ist trotz der besseren Frequenzkurve angeblich noch 2,5 db k kleiner als die des bisher im englischen Fernsprechdienst gebräuchlichen Hörers. TRAGE

G. G. MULLER, R. BLACK und T. E. DAVIS, **The Diffraction Produced by Cylindrical and Cubical Obstacles and by Circular and Square Plates.** J. Acous. Soc. Am. 10 (1938), S. 6.

Das eingehendere Studium der Beugung an Hindernissen — früher ein Problem von mehr akademischem Interesse — ist heute von großer praktischer Bedeutung für die richtige Anwendung und den Bau von Mikrophonen. Die vorliegende Arbeit ist die Weiterführung einer früheren, ebenfalls in den Bell Telephone Laboratorien ausgeführten Arbeit von SIVIAN und O'NEIL (J. Acous. Soc. Am. 3 [1932], S. 483), in welcher die Beugung an kreisförmigen und quadratischen Schirmen und an der Halbebene behandelt wurde.

Versuche, strenge rechnerische Lösungen der Beugungsprobleme für die genannten Hindernisformen zu finden, führten nicht zum Ziel. Dagegen führte ein Näherungsverfahren zu Ergebnissen, welche nach der experimentellen Prüfung als recht befriedigend anzusehen sind. Das Näherungsverfahren ist dasselbe, das SIVIAN und O'NEIL in der erwähnten früheren Arbeit angewandt haben: Das gesamte Geschwindigkeitspotential im gestörten Schallfeld besteht aus 2 Summanden, dem ungestörten Potential Φ_0 bei abwesendem Hindernis und dem überlagerten Störungspotential Φ_s. Φ_s rührt her von einer virtuellen Schwingung der Oberfläche des Hindernisses, deren Schnelle in jedem Punkt der Oberfläche entgegengesetzt gleich ist der Normalkomponente der Schnelle der Luft in demselben Punkt bei entferntem Hindernis. Dann ist nämlich an der Oberfläche des Hindernisses die Randbedingung erfüllt, daß dort die gesamte Normalkomponente der Schnelle verschwinden muß. Das Störungspotential wird aus Beiträgen zusammengesetzt, die die einzelnen Elemente der Oberfläche zufolge der virtuellen Schwingung liefern. Die Näherung besteht nun darin, daß angenommen wird, daß

1. der Beitrag jedes Oberflächenelements sich so berechnet, als ob das Element in einer unendlich großen Schallwand schwingen würde;
2. die Beiträge derjenigen Flächenelemente, die dem betrachteten Aufpunkt abgewandt sind, vernachlässigbar klein sind.

Bei der Anwendung auf den Einfluß der Beugung auf die Anzeige eines schalldruckempfindlichen Mikrophons interessiert der Schalldruck P in einem Punkt der Oberfläche (wenn man den Ort der Mikrophonmembran durch einen Punkt idealisiert), bezogen auf den Schalldruck P_0 im ungestörten Schallfeld, d. h. die Größe $\frac{P}{P_0}$. Der Aufpunkt, für den das Störungspotential zu berechnen ist, liegt also auf der Oberfläche des Hindernisses, und zwar bei den in der Arbeit durchgeführten Rechnungen im Mittelpunkt einer kreisförmigen Endfläche beim Zylinder und bei der Kreisscheibe, in der Mitte einer quadratischen Endfläche beim Würfel und bei der quadratischen Platte. Die Näherungsannahme 2 hat natürlich zur Folge, daß für diese Aufpunkte Zylinder und Kreisscheibe dieselbe Beugungsstörung ergeben, ebenso Würfel und quadratische Platte. Die bei der Rechnung auftretenden Integrale (die Summationen über die Beiträge der Oberflächenelemente) lassen sich nach Reihenentwicklung der Integranden ausführen, wenn die einfallende Welle eine ebene Welle ist. Wo die Konvergenz der Reihen unzureichend war, wurden die Integrale graphisch ausgewertet. Das Verhältnis $\frac{P}{P_0}$ wurde für die beschriebenen Aufpunkte und Hindernisformen als Funktion von

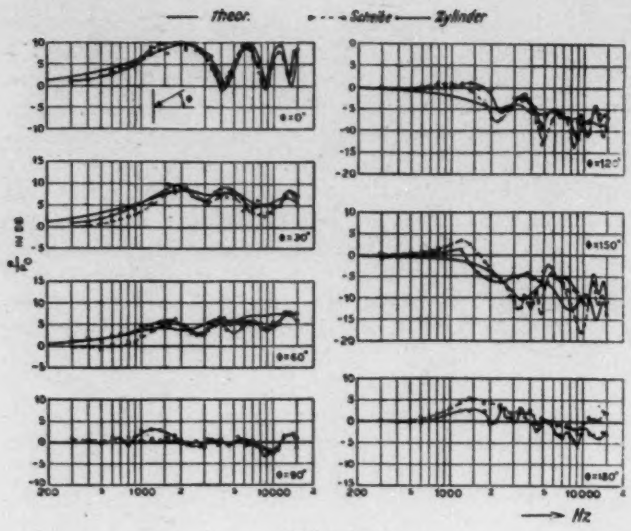


Abb. 1

Durchmesser / Wellenlänge bzw. Seitenlänge / Wellenlänge für verschiedene Einfallswinkel der ebenen Welle berechnet und in Kurvenform dargestellt, zusammen mit den für ein kugelförmiges Hindernis geltenden Kurven (die streng berechenbar sind). Es zeigt sich, daß die Schallfeldstörung durch eine Kugel sich erst bei kürzeren Wellenlängen bemerkbar macht als bei einem Zylinder von gleichem Durchmesser oder bei einem Würfel von gleicher Seitenlänge.

Zur Prüfung der Näherungsrechnung wurde das Verhältnis $\frac{P}{P_0}$ gemessen, indem in die Oberfläche der Probekörper (Zylinder und Kreisscheibe 15 cm Durchmesser, Würfel und quadratische Platte 15 cm Seitenlänge) im Aufpunkt ein Druckmikrophon eingebaut wurde, das selbst sehr viel kleiner war als die Probekörper. Die Ergebnisse für den Zylinder und die Kreisscheibe sind in Abb. 1 wiedergegeben. Die dick ausgezogenen Kurven sind berechnet, die eingezeichneten vollen Punkte beim Zylinder gemessen, die leeren Punkte bei der Kreisscheibe.

A. Schoch

NACHRICHTEN

Vierter Internationaler Oto-Laryngologen-Kongreß

Die Kongreßleitung des IV. Internationalen Oto-Laryngologen-Kongresses sieht sich zu ihrem Bedauern genötigt bekanntzugeben, daß sie den Beschluß hat fassen müssen, den Kongreß auf unbestimmte Zeit zu verschieben.

Unser erstes Zirkular an die 8000 Hals-, Nasen- und Ohrenärzte, deren Adressen uns bekannt waren, lag im August versandbereit vor. Es enthielt die Ankündigung, daß Ihre Majestät die Königin der Niederlande das Protektorat des Kongresses zu übernehmen geruht hatte und daß vier Minister, der königliche Kommissar in der Provinz Noord-Holland und der Bürgermeister von Amsterdam den Ehrenvorsitz zu führen sich bereit erklärt hatten. Die niederländische Regierung hatte die Kongreßteilnehmer zu einem Empfang im Reichsmuseum, die niederländische oto-laryngologische Gesellschaft hatte sie zu einem Festbankett eingeladen.

Mit Dankbarkeit erwähnen wir, daß für die 3 Hauptthemen 9 hervorragende Wissenschaftler Berichte zugesagt, außerdem bereits mehr als 20 Kollegen aus verschiedenen Ländern Vorträge angemeldet hatten.

Mit innigem Verlangen sehen wir besseren Zeiten entgegen, wo es uns vergönnt sein wird, die oto-laryngologische Welt aufs neue nach Amsterdam einzuladen.

H. Burger, Vorsitzender (Amsterdam)
A. Marres, Hauptschriftführer

Zeitschrift der Japanischen Akustischen Gesellschaft

Der Schriftleitung liegt das erste Heft einer Zeitschrift der Japanischen Akustischen Gesellschaft vor. Damit ist zu den schon bestehenden drei akustischen Zeitschriften „Akustische Zeitschrift", Berlin, „Revue d'Acoustique", Paris, „The Journal of the Acoustical Society of America", New York, eine weitere ausschließlich das Spezialgebiet der Akustik behandelnde Zeitschrift hinzugetreten. Die gesamte akustische Wissenschaft wird der Japanischen Akustischen Gesellschaft hierfür außerordentlichen Dank wissen.

Das umfangreiche Heft (50 S.) enthält offenbar interessante Arbeiten aus dem Gesamtgebiet der physikalischen und technischen Akustik, doch ist das Verständnis durch die ausschließliche Verwendung der japanischen Sprache sehr erschwert. Die Schriftleitung der Akustischen Zeitschrift würde es sehr begrüßen, wenn sich u. U. durch Vermittlung der Akustischen Gesellschaft in Japan die Veröffentlichung kurzer Auszüge im Schrifttum der Akustischen Zeitschrift ermöglichen ließe.

Verantwortlicher Schriftleiter: Oberregierungsrat Dr. Martin Grützmacher, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2. — Druck: A. Heine G. m. b. H., Gräfenhainichen. — „I. v. W. g." — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 1. — Printed in Germany

Library

FEB 12 1940

Akustische Zeitschrift

Im Auftrage der

DEUTSCHEN FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT

unter Mitwirkung der

DEUTSCHEN REICHSPOST und PHYSIKAL.-TECHN. REICHSANSTALT

herausgegeben von

MARTIN GRÜTZMACHER und ERWIN MEYER

1. W. Ernsthausen und W. v. Wittern: Eine Methode zur Bestimmung des akustischen Reflexionsvermögens von Bodenflächen 353
2. Georg v. Békésy: Über die Empfindlichkeit des stehenden und sitzenden Menschen gegen sinusförmige Erschütterungen 360
3. P. Haller: Vorschlag zur Definition der Trittschalldämmung 370
4. W. Weber: Das Schallspektrum von Knallfunken und Knallpistolen mit einem Beitrag über Anwendungsmöglichkeiten in der elektroakustischen Meßtechnik 373
5. Patentschau 391
6. Schrifttum 393
7. Nachrichten 396

Sechstes Heft Vierter Jahrgang November 1939

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

Akustische Zeitschrift

Die Zeitschrift erscheint in 6 Heften je Jahrgang. Der Bezugspreis beträgt 10.— RM. je Jahrgang. Von den Originalbeiträgen und zusammenfassenden Berichten stehen den Verfassern 30 Sonderdrucke unberechnet zur Verfügung. Weitere Exemplare werden berechnet und müssen bei Rückgabe der Fahnenkorrekturen bestellt werden

Schriftleitung:

Dr. Martin Grützmacher, Oberregierungsrat und Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Berlin NW. 87, Franklinstr. 22

Professor Dr. Erwin Meyer, Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule, Berlin NW. 87, Franklinstr. 1

*

Beiträge, sowie alle die Schriftleitung betreffenden Zuschriften werden erbeten an: Dr. Martin Grützmacher, Berlin NW. 87, Franklinstr. 22

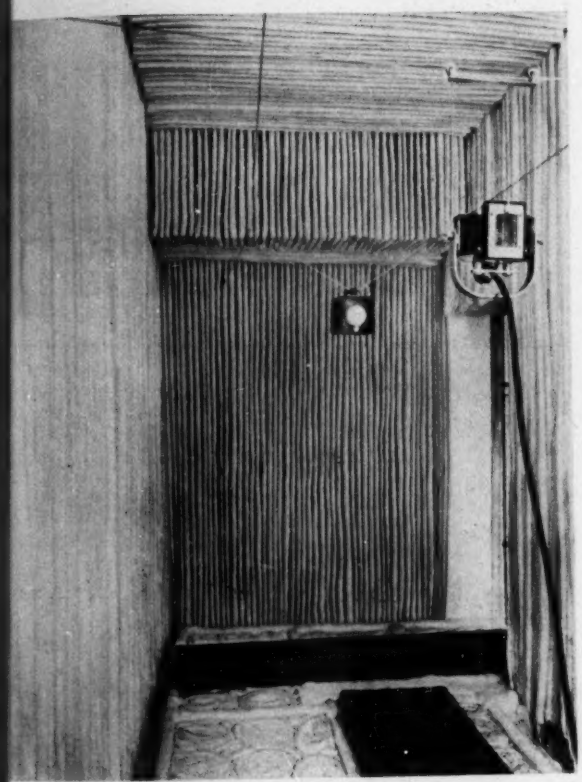
WECO-DÄMMSTOFFE - DRP.

gegen **Schall jeder Art und Stärke** (z. T. auch Wärme) entsprechen den bisherigen Forschungsergebnissen, der neuzeitlichen Technik und den Forderungen der Praxis und Erfahrung und besitzen höchsten Dämmwert, gleichbleibende Dauerwirkung, größte Wirtschaftlichkeit, geringste Baustärke, beste Belastungsfähigkeit und weitgehende Immunität gegenüber allen normalen Einflüssen der Praxis.

Tausendfach bewährte WECO-Schalldämmungen auf Grund 25jähriger Erfahrungen im In- und Ausland, zahllose Referenzen von staatlichen, städtischen, industriellen und sonstigen Bauten und Betrieben über von uns ausgeführte Schall-Dämmungen bei Fußböden, Wänden, Auflagern, Maschinen, Fundamenten usw.

WEISS & CO, LEIPZIG C1 / Weco-Schalldämmungen - DRP.

Die Ausführung schallgedämpfter Räume für akustische Messungen ist eine unserer Spezial-Aufgaben



Innenansicht eines von uns ausgeführten Raumes.

Auch der in Heft 6, Jahrg. 2 (1937) der Akustischen Zeitschrift beschriebene schallgedämpfte Raum ist von uns ausgeführt.

GENEST

Isolierungen gegen Geräusche und Erschütterungen

Werner Genest G. m. b. H. • Berlin SW 68/1, Lindenstr. 3 • Anruf: Sammelnummer 175456

„Arki"-Matte

Tausendfach bewährt

gegen

Luft- und Trittschall

Sonderausführung „Akustik"-Matte

Spezialfabrik u. Ingenieurbüro

Gebrüder Leutert

Berlin—Oberschöneweide,
Rummelsburger Chaussee 100/112

DÄMMSTOFFE
GEGEN
SCHALL
KÄLTE
WÄRME

LIEFERN UND VERLEGEN

HILGERS & FRIESER
KOMMANDITGESELLSCHAFT

BERLIN W 35 POTSDAMER STR. 72
FERNRUF: 22 53 35/36 UND 22 55 35 TEL.-ADRESSE HILFRI

DAS HAUS DER ISOLIERUNGEN

Die physikalischen u. technischen Grundlagen der Schalldämmung im Bauwesen

Von Dr. Arnold Schoch

VIII, 119 Seiten, 87 Abbildungen.

Ganzleinen 6,20 RM.
Broschiert 5,— RM.

Näheres enthält ein ausführlicher Prospekt, der diesem Heft beiliegt.

VERLAG S. HIRZEL - LEIPZIG

Warum schreiben Sie noch mit der Feder?

Wenn es mit einer Klein-Continental viel schneller und leichter geht, und Sie eine Klein-Continental in schmukkem Koffer schon von RM 186.– an bekommen!

Die neue Druckschrift N 18 klärt Sie über die vielen Vorzüge der Klein-Continental auf

WANDERER-WERKE SIEGMAR-SCHÖNAU

„Arki"-Matte

Tausendfach bewährt

gegen

Luft- und Trittschall

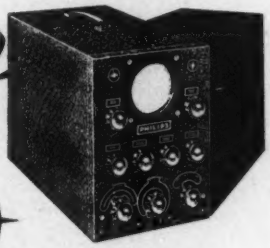
Sonderausführung „Akustik"-Matte

Spezialfabrik u. Ingenieurbüro

Gebrüder Leutert

Berlin—Oberschöneweide,
Rummelsburger Chaussee 100/112

Kathodenstrahl-
OSZILLOGRAPH
GM 3152



Ein handliches Universalgerät mit nahezu unbegrenztem Anwendungsbereich für quantitative Untersuchungen periodischer und unperiodischer Vorgänge mit PHILIPS-VALVO Hochvakuum-Kathodenstrahlröhre DG 9-3.

Eingebautes Hochvakuum-Zeitablenkungsgerät von 10 Hz–150000 Hz;
eingebauter zweistufiger symmetrischer Meßverstärker von 10 Hz—1 Million Hz mit etwa 1600facher Verstärkung.

Das Präzisions-Instrument für Laboratorien.

SOFORT LIEFERBAR

Fordern Sie unsere ausführliche Broschüre und außerdem Druckschriften über unser Spezial-Röhren-Programm, sowie über Kathodenstrahlröhren, Photozellen, Thermokreuze, Meßbrücken usw.

VALVO

PHILIPS-ELECTRO-SPECIAL
G · m · b · H
BERLIN W 62

NEUERSCHEINUNG

HOCHFREQUENZ-MESSTECHNIK

Von Dr.-Ing. O. ZINKE
Oberingenieur am Institut für elektrische Schwingungslehre und Hochfrequenztechnik an der Technischen Hochschule Berlin

XII, 233 Seiten. Mit 221 Abbildungen. 1938. Broschiert 14,– RM., Ganzleinen 15,50 RM.

Das Buch behandelt:
Strommessung — Spannungsmessung — Leistungsmessung — Frequenzmessung — Messung der Kurvenform (Oberwellengehalt) — Modulationsmessungen — Messung von Widerständen, Kapazitäten, Induktivitäten — Messungen an Leitungen und Kabeln.

Näheres enthält der ausführliche Prospekt „Physik und Technik der Gegenwart", der auf Wunsch kostenlos zugestellt wird.

VERLAG S. HIRZEL · LEIPZIG C 1

DÄMMSTOFFE
GEGEN
SCHALL
KÄLTE
WÄRME

LIEFERN UND VERLEGEN

HILGERS & FRIESER
KOMMANDITGESELLSCHAFT

BERLIN W 35 POTSDAMER STR. 72
FERNRUF: 22 53 35/36 UND 22 55 35 TEL.-ADRESSE HILFRI

DAS HAUS DER ISOLIERUNGEN

SIEMENS

Meßgeräte für die Akustik

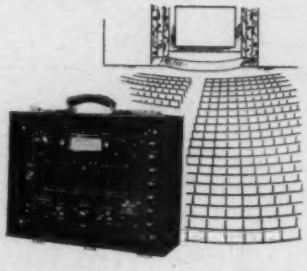
Für alle Aufgaben der technischen Akustik sind Meßgeräte entwickelt worden

EINIGE BEISPIELE:

Lautstärken mißt man

subjektiv mit dem **Geräuschmesser nach Barkhausen;**

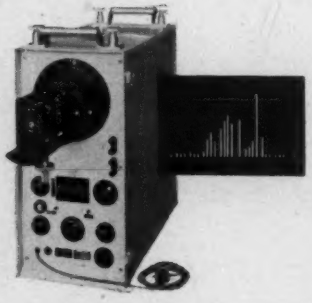
objektiv mit dem **Universal-Geräuschmesser.**



Schallfeldgrößen mißt man

mit dem **Schalldruckmesser,** wenn der Effektivwert der Schalldrücke ermittelt werden soll;

zusätzlich der **Dämpfungsschreiber nach Neumann,** wenn ein zeitliches Aufzeichnen der Schallfeldgrößen, insbesondere des Nachhallvorganges erwünscht ist.



Frequenzgemische analysiert man

mit dem **Tonfrequenz-Spektrometer,** das infolge seiner sehr hohen Analysiergeschwindigkeit das Spektrum unmittelbar zeigt;

mit dem **Oktavsieb** und dem **Schalldruckmesser** (Grobanalysen);

bei beiden Meßeinrichtungen erreicht man eine weitere Auflösung in den einzelnen Oktaven durch zusätzliche Verwendung des **Reiseoszillographen;**

mit dem **Analysierzusatz zum Pegelschreiber** bei Analysen nach dem Suchtonverfahren (großes Auflösungsvermögen).

SIEMENS & HALSKE AG · WERNERWERK · BERLIN-SIEMENSSTADT

Rel 048

BINDING

TELEFUNKEN

Wir bauen elektroakustische Anlagen jeder Art und liefern alle einschlägigen Geräte

BERATUNG
PROJEKTIERUNG
KOSTENANSCHLÄGE

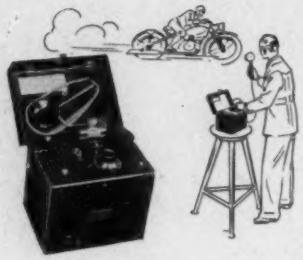
TELEFUNKEN

ABTEILUNG FÜR ELEKTROAKUSTIK

SIEMENS

Meßgeräte für die Akustik

Für alle Aufgaben der technischen Akustik sind Meßgeräte entwickelt worden

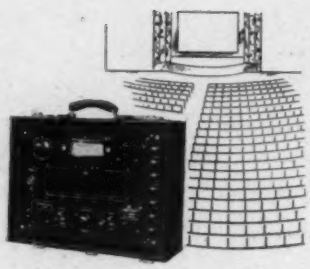


EINIGE BEISPIELE:

Lautstärken mißt man

subjektiv mit dem **Geräuschmesser nach Barkhausen;**

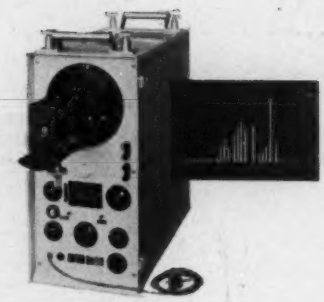
objektiv mit dem **Universal-Geräuschmesser.**



Schallfeldgrößen mißt man

mit dem **Schalldruckmesser,** wenn der Effektivwert der Schalldrücke ermittelt werden soll;

zusätzlich der **Dämpfungsschreiber nach Neumann,** wenn ein zeitliches Aufzeichnen der Schallfeldgrößen, insbesondere des Nachhallvorganges erwünscht ist.



Frequenzgemische analysiert man.

mit dem **Tonfrequenz-Spektrometer,** das infolge seiner sehr hohen Analysiergeschwindigkeit das Spektrum unmittelbar zeigt;

mit dem **Oktavsieb** und dem **Schalldruckmesser** (Grobanalysen);

bei beiden Meßeinrichtungen erreicht man eine weitere Auflösung in den einzelnen Oktaven durch zusätzliche Verwendung des **Reiseoszillographen;**

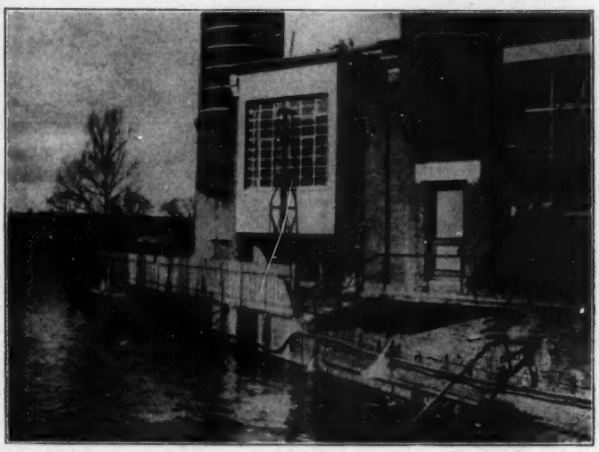
mit dem **Analysierzusatz zum Pegelschreiber** bei Analysen nach dem Suchtonverfahren (großes Auflösungsvermögen).

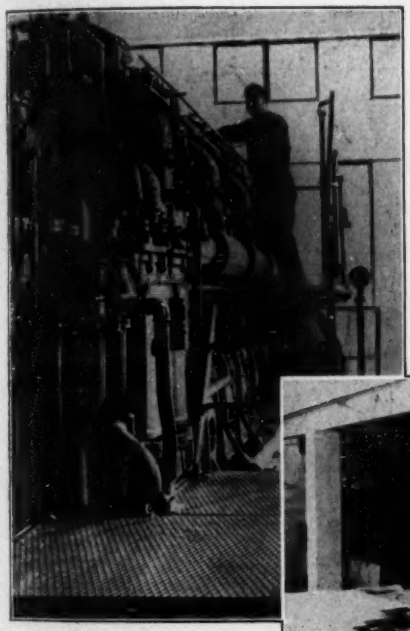
SIEMENS & HALSKE AG · WERNERWERK · BERLIN-SIEMENSSTADT

Rel 048

Ein schwieriges Schwingungsproblem

Ein schwerer Groß-Dieselmotor war zu fundamentieren, dessen Aufstellung von allen Seiten als unmöglich aufgegeben wurde auf Grund folgender besonders ungünstigen Verhältnisse: Fabrikgrundstück auf Moorboden und angeschwemmtem Sand – Maschinenhaus auf Betonplatte, diese auf Pfählen – wenige Meter daneben 70 m hoher Schornstein – empfindliche Umgebung, bauliche Beengtheit, Rauchkanal zum Schornstein unter dem Fundament liegend.





Eine überzeugende Lösung!

Unsere Schwingungstechniker schafften sie: Der Dieselgenerator (850 PS, 375 Upm.) wurde vollständig schwingungstechnisch fundamentiert. Gemäß den Massenmomenten der Maschine wurden Größe, Form und Gewicht des Fundamentes berechnet (12 m Länge des gefederten Systems, Gesamtgewicht auf den Federn über 200 to!). Gewählt wurde wegen der niedrigen Drehzahl eine schwingungstechnisch besonders vorteilhafte sog. abgehängte Anordnung (DRP. ausgelegt, Auslands-Patente). Das Maschinenhaus wurde balkonartig ausgebaut und dasganze Federsystem auf 4 I-Trägern gelagert.

Im Betrieb zeigte die Anlage genau die vorausberechneten Eigenschaften.

Unsere Schwingungsabteilung wird auch für Sie jede Aufgabe genau so erfolgsicher bewältigen!

GENEST

Isolierungen gegen Geräusche und Erschütterungen

Werner Genest G. m. b. H. · Berlin SW 68, Lindenstraße 3 · Anruf: Sammel-Nr. 175456

PHYSIK UND TECHNIK DER GEGENWART

Abteilung „AKUSTIK“ herausgegeben von Prof. Dr. ERWIN MEYER, Berlin

I. BAND

Die physikalischen und technischen Grundlagen der Schalldämmung im Bauwesen

Von Dr. **ARNOLD SCHOCH**, Berlin

Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin

VIII, 119 Seiten mit 87 Abbildungen. 1938. Ganzleinen RM. 6.20

Die Bauzeitung, 1938, Nr. 2: Durch die Anwendung elektro-akustischer Hilfsmittel war es in den letzten Jahren möglich, die akustischen Untersuchungsmethoden außerordentlich zu verfeinern. Hieraus ergaben sich auch große Fortschritte auf dem Gebiet der Schalldämmung, die in dieser Schrift niedergelegt sind. Sie behandelt u. a.:

die Einführung in die physikalischen Grundlagen,
die Schall- und Erschütterungsempfindungen und ihre Beziehungen zu den physikalischen Schallgrößen,
den Schall in geschlossenen Räumen und überhaupt die Raumakustik,
den Luftschalldurchgang durch Öffnungen,
die Übertragung von Luftschall durch Wände und den Körperschall.

Angesichts der heutigen Knappheit an Baustoffen wird man in den nächsten Jahren in erweitertem Umfange von den Dämmitteln Gebrauch machen müssen, und hier kann diese tiefgründige, mit zahlreichen Diagrammen, Tabellen und Bildern ausgestattete Schrift, deren Drucklegung mit Unterstützung der Stiftung zur Förderung von Bauforschungen ermöglicht wurde, wertvolle Dienste erweisen.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG C 1

Der Tonzusatz zur Mechau-Maschine

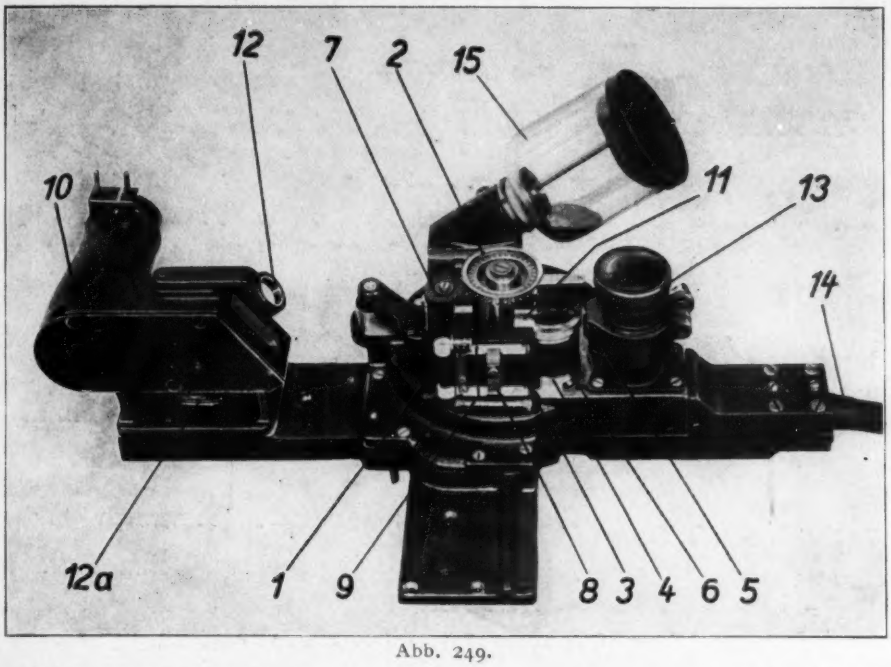


Abb. 249.

Das Gerät besitzt nur eine Filmtransportrolle 2 mit 2×32 Zähnen, welche den Film durch eine dem Bildfenster von Bildprojektoren nachgebildete türartige Bremsvorrichtung 3 und über eine gebogene Führungsbahn 4 an der Tonabnahmestelle 5 vorbeizieht. In dieser gebogenen Führungsbahn wird der Film von einer federnden Backe 6 seitlich geführt und auf der gezahnten Transportrolle durch eine auf einem schwenkbaren Arm sitzende Andruckrolle 7 angedrückt. In der Bremsvorrichtung erfolgt eine leichte Bremsung durch eine Feder 8 und mit Plüschband belegte Kufen 9. In einem Gehäuse 10 sind ein Spalt, eine mit 6 Volt betriebene 30 Watt-Glühlampe und die erforderliche Kondensoroptik untergebracht. Innerhalb der gebogenen Führungsbahn befindet sich ein zum Reinigen nach oben herausnehmbares Objektiv 11, welches den Spalt auf die Tonbahn des Films abbildet und zur Scharfeinstellung in einem Gewinde verstellbar ausgebildet wurde. Vor der Scharfeinstellung wird der Spaltkasten 10 nach Lösung der Schraube 12a vom Objektiv 11 soweit entfernt, als es der von der genannten Schraube begrenzte Spielraum gestattet. Unter ständiger Beobachtung der Spaltbacken durch die Lupe 12 erfolgt dann die Einstellung des Objektivs 11 in ähnlicher Weise wie beim Unitongerät. Die Aufhellungen verschwinden aber dabei nicht vollkommen, sondern nehmen nur einen Minimalwert an, denn der Film läuft mit nach außen gekehrter Schichtseite über die gebogene Filmführungsbahn 4 und erzeugt infolgedessen an beiden Flächen partielle Reflexionen, ähnlich wie der schon beschriebene Blankfilm. Das Spaltbild liegt unter diesen Umständen im Film. Um es auf die Schichtseite zu verlegen, wird der Spaltkasten 10 nach dieser Einstellung wieder bis zum Anschlag dem Objektiv genähert und festgeklemmt. Die im Gehäuse 13 untergebrachte Photozelle ist dieselbe wie im Universalgerät. Eine Linse sorgt dafür, daß sie das durch den Film hindurchgegangene Licht ohne Verlust und möglichst gleichmäßig verteilt erhält. Bei 14 verläßt das zur Verstärkerapparatur führende Kabel den Tonzusatz und bei 15 ist die vom Bildprojektor bekannte Ölvase zu sehen.

Aus dem Werk:

Tonfilm

Aufnahme und Wiedergabe nach dem Klangfilm-Verfahren

(SYSTEM KLANGFILM-TOBIS)

HERAUSGEGEBEN FÜR DIE KLANGFILM-GMBH.

von PROF. DR. H. FISCHER und DR. H. LICHTE

XI, 455 Seiten, 378 Abbildungen, Gr.-8°, 1931. Brosch. RM. 26.—, Ganzleinen RM. 27.80

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

SIEMENS

Meßgeräte für die Akustik

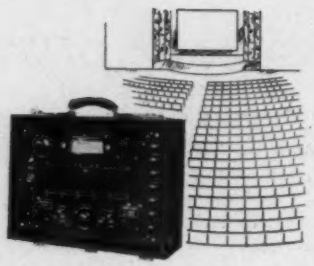
Für alle Aufgaben der technischen Akustik sind Meßgeräte entwickelt worden

EINIGE BEISPIELE:

Lautstärken mißt man

subjektiv mit dem **Geräuschmesser nach Barkhausen;**

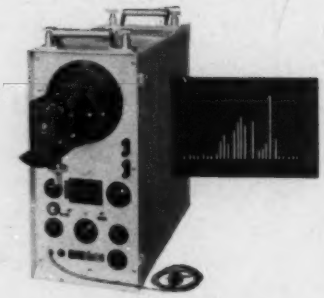
objektiv mit dem **Universal-Geräuschmesser.**



Schallfeldgrößen mißt man

mit dem **Schalldruckmesser,** wenn der Effektivwert der Schalldrücke ermittelt werden soll;

zusätzlich der **Dämpfungsschreiber nach Neumann,** wenn ein zeitliches Aufzeichnen der Schallfeldgrößen, insbesondere des Nachhallvorganges erwünscht ist.



Frequenzgemische analysiert man

mit dem **Tonfrequenz-Spektrometer,** das infolge seiner sehr hohen Analysiergeschwindigkeit das Spektrum unmittelbar zeigt;

mit dem **Oktavsieb** und dem **Schalldruckmesser** (Grobanalysen);

bei beiden Meßeinrichtungen erreicht man eine weitere Auflösung in den einzelnen Oktaven durch zusätzliche Verwendung des **Reiseoszillographen;**

mit dem **Analysierzusatz zum Pegelschreiber** bei Analysen nach dem Suchtonverfahren (großes Auflösungsvermögen).

SIEMENS & HALSKE AG · WERNERWERK · BERLIN-SIEMENSSTADT

Rel 048

BINDING

TELE FUN KEN

Wir bauen elektroakustische Anlagen jeder Art und liefern alle einschlägigen Geräte

BERATUNG
PROJEKTIERUNG
KOSTENANSCHLÄGE

TELEFUNKEN

ABTEILUNG FÜR ELEKTROAKUSTIK

SIEMENS

SCHALLDRUCKMESSER

mit Kondensatormikrofon

Rel. 058

Schwierige elektro-akustische Aufgaben, wie sie heute vom Rundfunk, vom Tonfilm, von Großübertragungen aller Art oder andererseits auch von der technischen Lärmbekämpfung gestellt werden, erfordern eine genaue Erforschung der elektro-akustischen und raum-akustischen Vorgänge. Diese Forschung muß sich auf zuverlässige Meßgeräte stützen.

Wir haben von Anfang an eine führende Stellung in der Entwicklung von Sondermeßgeräten für die Elektro-Akustik eingenommen. Das Hauptgerät für elektro-akustische Meßplätze ist der Schalldruckmesser. Mit ihm kann der Effektivwert der Schalldrücke im Frequenzbereich von 30 bis 10000 Hz mit großer Genauigkeit gemessen werden. Die Messung des Schalldrucks ist deswegen von besonderer Wichtigkeit, weil aus ihm fast alle anderen akustischen Größen bestimmt werden können.

SIEMENS & HALSKE AG · WERNERWERK · BERLIN-SIEMENSSTADT

LORENZ

Wir stellen her:

Lautsprecher-Übertragungs-Anlagen

jeder Art

Verstärker, Lautsprecher, Mikrophone
sowie alles Zubehör

Transportable Lautsprecher-Anlagen
Lautsprecher-Wagen

C. LORENZ

Über 50 Jahre Lorenz-Fernmelde-Technik

AKTIENGESELLSCHAFT · BERLIN-TEMPELHOF

ANTENNEN

IHRE THEORIE UND TECHNIK

Von Dr.-Ing. **HELLMUT BRÜCKMANN**
Mitarbeiter im Reichspostzentralamt, Berlin

Etwa 320 Seiten mit 169 Abb. und 2 Tafeln. Ganzleinen etwa 17,– RM.
Erscheint im Dezember 1938

Das Buch gibt erstmals eine wissenschaftlich begründete, umfassende und einheitliche Darstellung des für die gesamte Hochfrequenz-Technik wichtigen Gebietes der Antennen. Im ersten Teil werden die physikalischen Grundlagen der elektromagnetischen Strahlung, die Berechnung der Strom- und Spannungsverteilung mittels der Leitungstheorie, die Theorie der Strahlungsverteilung, des Strahlungswiderstandes, der Strahlungskopplung, des Blindwiderstandes und der Antennenverluste behandelt. Der zweite Teil enthält eine Darstellung aller technischen Antennenformen von Bedeutung, unter Angabe der Wege zu ihrer praktischen Berechnung. Der dritte Teil ist den Messungen an Antennen gewidmet.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG C 1

SIEMENS

SCHALLDRUCKMESSER

mit Kondensatormikrofon

Rel. 053

Schwierige elektro-akustische Aufgaben, wie sie heute vom Rundfunk, vom Tonfilm, von Großübertragungen aller Art oder andererseits auch von der technischen Lärmbekämpfung gestellt werden, erfordern eine genaue Erforschung der elektro-akustischen und raum-akustischen Vorgänge. Diese Forschung muß sich auf zuverlässige Meßgeräte stützen.

Wir haben von Anfang an eine führende Stellung in der Entwicklung von Sondermeßgeräten für die Elektro-Akustik eingenommen. Das Hauptgerät für elektro-akustische Meßplätze ist der Schalldruckmesser. Mit ihm kann der Effektivwert der Schalldrücke im Frequenzbereich von 30 bis 10000 Hz mit großer Genauigkeit gemessen werden. Die Messung des Schalldrucks ist deswegen von besonderer Wichtigkeit, weil aus ihm fast alle anderen akustischen Größen bestimmt werden können.

SIEMENS & HALSKE AG · WERNERWERK · BERLIN-SIEMENSSTADT

(Aufn. Obigt, Berlin)

Sendesaal auf der großen Rundfunkausstellung Berlin

DIE GUTE AKUSTIK IM SENDESAAL

der großen Rundfunkausstellung in Berlin 1937 konnte durch die Erstellung und Verkleidung der Wände

MIT RUND 4000 qm HERAKUSTIKPLATTEN

geschaffen werden. Außerdem trug diese Herakustikverkleidung dazu bei, die künstlerische Gesamtwirkung dieses Raumes noch zu erhöhen.

Herakustik schluckt im Frequenzbereich von 512–2048 Hz. rund 50 Prozent des auftreffenden Schalles. Herakustik hat sich daher zur Verbesserung der Hörsamkeit in Lichtspielhäusern, Tonfilmtheatern, Kirchen, Hallenbauten, Vortragssälen usw., sowie zur Lärmverminderung in Geschäftsräumen, Schulen, Fabrikationsanlagen usf. seit Jahren glänzend bewährt

Verlangen Sie ausführliche Druckschriften und kostenlose Beratung

DEUTSCHE HERAKLITH-AKTIENGESELLSCHAFT

SIMBACH/INN (BAYER. OSTMARK)

dämmt Hitze, Kälte Feuchtigkeit u. Schall in Bauten aller Art.

SIEMENS

Meßgeräte für die Akustik

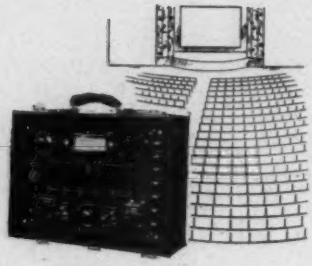
Für alle Aufgaben der technischen Akustik sind Meßgeräte entwickelt worden

EINIGE BEISPIELE:

Lautstärken mißt man

subjektiv mit dem **Geräuschmesser nach Barkhausen;**

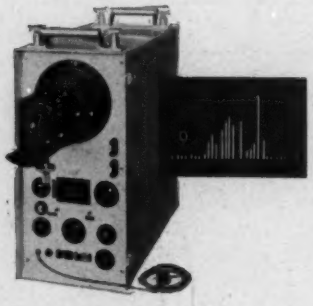
objektiv mit dem **Universal-Geräuschmesser.**



Schallfeldgrößen mißt man

mit dem **Schalldruckmesser,** wenn der Effektivwert der Schalldrücke ermittelt werden soll;

zusätzlich der **Dämpfungsschreiber nach Neumann,** wenn ein zeitliches Aufzeichnen der Schallfeldgrößen, insbesondere des Nachhallvorganges erwünscht ist.



Frequenzgemische analysiert man

mit dem **Tonfrequenz-Spektrometer,** das infolge seiner sehr hohen Analysiergeschwindigkeit das Spektrum unmittelbar zeigt;

mit dem **Oktavsieb** und dem **Schalldruckmesser** (Grobanalysen);

bei beiden Meßeinrichtungen erreicht man eine weitere Auflösung in den einzelnen Oktaven durch zusätzliche Verwendung des **Reiseoszillographen;**

mit dem **Analysierzusatz zum Pegelschreiber** bei Analysen nach dem Suchtonverfahren (großes Auflösungsvermögen).

SIEMENS & HALSKE AG · WERNERWERK · BERLIN-SIEMENSSTADT

Rel 048

BINDING

TELEFUNKEN

Wir bauen elektroakustische Anlagen jeder Art und liefern alle einschlägigen Geräte

BERATUNG
PROJEKTIERUNG
KOSTENANSCHLÄGE

TELEFUNKEN

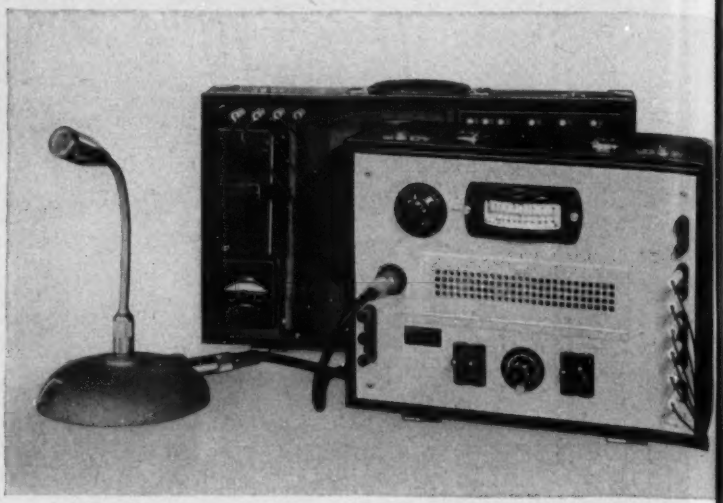
ABTEILUNG FÜR ELEKTROAKUSTIK

SIEMENS

SCHALLDRUCKMESSER

mit Kondensatormikrofon

Die Erforschung elektroakustischer und raumakustischer Vorgänge muß sich auf zuverlässige Meßgeräte stützen. Wir haben von Anfang an eine führende Stellung in der Entwicklung von Sondermeßgeräten für die Elektroakustik eingenommen. Das Hauptgerät für elektroakustische Meßplätze ist der Schalldruckmesser. Mit ihm kann der Effektivwert der Schalldrücke im Frequenzbereich von 30 bis 10000 Hz mit großer Genauigkeit gemessen werden. Die Messung des Schalldruckes ist deswegen von besonderer Wichtigkeit, weil aus ihm fast alle anderen akustischen Größen bestimmt werden können.



SIEMENS & HALSKE AG · WERNERWERK · BERLIN-SIEMENSSTA

Am 25. Januar gelangte zur Ausgabe:

Einführung in die

Siebschaltungstheorie

der elektrischen Nachrichtentechnik

Von Prof. Dr. R. Feldtkeller

Direktor des Instituts für Nachrichtentechnik an der Technischen Hochschule Stuttgart

X, 174 Seiten mit 130 Abbildungen. 1938.
Ganzleinen 12,— RM.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG C 1

Einführung in die angewandte Akustik

insbesondere in die neueren Probleme der Schallmessung, Schallübertragung und Schallaufzeichnung

Von Dr. H. J. von Braunmühl und Walter Weber / Reichs-Rundfunk-Gesellschaft

VIII, 216 Seiten. 154 Abbildungen. Broschiert RM. 9.20, Leinen RM. 10.70

*

Europäischer Fernsprechdienst, Nr. 42 vom 15. 2. 1936: Das Buch trägt erfreulich dazu bei, den Vorsprung des amerikanischen und englischen Schrifttums auf diesem Gebiete auszugleichen. Großer Wert ist darauf gelegt worden, die technisch wichtigen Erscheinungsformen möglichst vollständig und unter Berücksichtigung neuester Entwicklungen darzustellen. Die Verfasser haben vielfach Erfahrungen und Vorschläge eingestreut, die teilweise eine neuartige Darstellung ergeben; das gilt insbesondere von den Abhandlungen über Mikrophone und über Schallaufzeichnungsverfahren. Das Buch wird für den Praktiker kaum eine Frage offen lassen und als Wegweiser zur Beurteilung und Handhabung akustischer Geräte und Übertragungen eine wertvolle Hilfe sein.

Zeitschrift für Fernmeldetechnik, Werk- und Gerätebau, 1936, Nr. 2: Das Buch ist eine gute Einführung in dieses neuzeitliche Thema und kann als Grundlage für Arbeiten auf akustischem Gebiet jedem empfohlen werden.

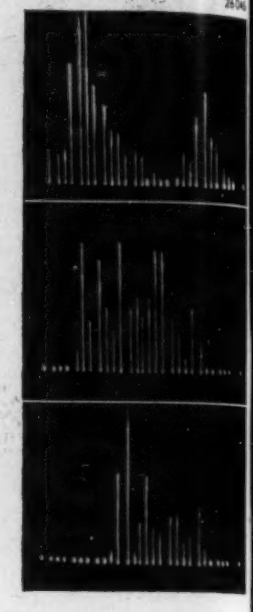
VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

SIEMENS

TONFREQUENZ-SPEKTROMETER

ein Frequenzanalysator mit sehr hoher Analysiergeschwindigkeit und unmittelbar sichtbarem Spektrum

Das Spektrum des zu untersuchenden elektrischen oder akustischen Frequenzgemisches erscheint auf dem Schirm einer Braunschen Röhre. Auch zeitlich schnell veränderliche Vorgänge können unmittelbar sichtbar gemacht und mit einer Schmalfilmkamera gefilmt werden. Frequenzbereich 36 bis 18000 Hz (auch 225 bis 112000 Hz oder 5 bis 750 Hz), 3 Linien je Oktave. Stromversorgung aus dem Wechselstrom-Netz.



SIEMENS & HALSKE AG · WERNERWERK
BERLIN-SIEMENSSTADT

NEUERSCHEINUNG

KÜNSTLICHE RADIOAKTIVITÄT

Experimentelle Ergebnisse

Von

Dr. Kurt Diebner, Berlin und **Dr. Eberhard Graßmann, Berlin**

X, 90 Seiten mit 10 großen Ausschlagtabellen und einer mehrfarbigen Tafel. Quart-Format
Dezember 1938. Gebunden 12,– RM.

Teil I:
Künstliche Radioaktivität durch α-Strahlen / Künstliche Radioaktivität durch Protonen / Künstliche Radioaktivität durch Deutonen / Künstliche Radioaktivität durch Neutronen / Künstliche Radioaktivität durch γ-Strahlen / Literaturverzeichnis

Teil II:
Tabellarische Aufstellung aller stabilen, natürlich und künstlich radioaktiven Isotope mit den wichtigsten Daten

Teil III:
Übersicht über sämtliche stabile, natürlich und künstlich radioaktive Isotope und die Umwandlungsprozesse in graphischer Darstellung

Dieses zuverlässige Nachschlagewerk gibt eine Übersicht über alle bisher auf diesem Gebiete erzielten experimentellen Ergebnisse in möglichst einfacher und übersichtlicher Darstellung

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG C 1

LORENZ

Wir stellen her:

Lautsprecher-Übertragungs-Anlagen

jeder Art

Verstärker, Lautsprecher, Mikrophone

sowie alles Zubehör

Transportable Lautsprecher-Anlagen

Lautsprecher-Wagen

C. LORENZ

Über 50 Jahre Lorenz-Fernmelde-Technik

AKTIENGESELLSCHAFT · BERLIN-TEMPELHOF

HOCHFREQUENZ-MESSTECHNIK

Von Dr.-Ing. O. ZINKE

Oberingenieur am Institut für elektrische Schwingungslehre und Hochfrequenztechnik an der Technischen Hochschule Berlin

XII, 223 Seiten. Mit 221 Abbildungen. 1938. Broschiert 14,– RM., Ganzleinen 15,50 RM.

Telegraphen-, Fernsprech-, Funk- und Fernseh-Technik, Heft 4, April 1938:

Ein modernes Buch über die Hochfrequenzmeßtechnik hat jeder vermißt, der mit Hochfrequenzströmen zu messen hatte. Die Darstellung eines Gebietes, auf dem nur die Erfahrung vor vielen Fehlern schützt, ist Zinke vortrefflich gelungen. Das Buch ist eine wahre Fundgrube praktischer Ratschläge und überschläglicher Rechnungen, die von jedem Hochfrequenzmeßtechniker fleißig benutzt werden wird.

VERLAG S. HIRZEL · LEIPZIG C 1

Hochempfindliche und parallaxfreie Null-Anzeige durch das **magische Auge,** große Meßgenauigkeit, eine einzige Skala für umfassende Meßbereiche und der bequeme Vollnetzanschluß sind die Kennzeichen dieses ganz neuartigen Gerätes, das sich auch durch ungewöhnlich kleine Abmessungen und geringes Gewicht als wertvolles Montage- und Betriebsinstrument bewährt.

Fordern Sie ausführliche Angaben und außerdem Druckschriften über unser Spezial-Röhren-Programm, sowie über Kathodenstrahlröhren, Photozellen, Thermokreuze, Oszillographen usw.

VALVO

PHILIPS-ELECTRO-SPECIAL

G · m · b · H

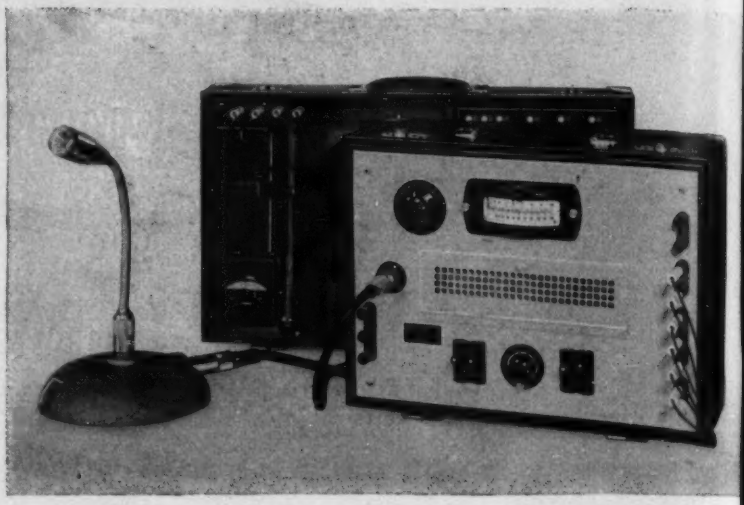
BERLIN W 62

SIEMENS

SCHALLDRUCKMESSER

mit Kondensatormikrofon

Die Erforschung elektroakustischer und raumakustischer Vorgänge muß sich auf zuverlässige Meßgeräte stützen. Wir haben von Anfang an eine führende Stellung in der Entwicklung von Sondermeßgeräten für die Elektroakustik eingenommen. Das Hauptgerät für elektroakustische Meßplätze ist der Schalldruckmesser. Mit ihm kann der Effektivwert der Schalldrücke im Frequenzbereich von 30 bis 10000 Hz mit großer Genauigkeit gemessen werden. Die Messung des Schalldruckes ist deswegen von besonderer Wichtigkeit, weil aus ihm fast alle anderen akustischen Größen bestimmt werden können.



SIEMENS & HALSKE AG · WERNERWERK · BERLIN-SIEMENSSTADT

Soeben erscheint:

Der Kondensator
in der Fernmeldetechnik

Von

Dr.-Ing. Georg Straimer

Oberkommando des Heeres (Heereswaffenamt)

X, 229 Seiten mit 267 Abbildungen. Ganzleinen 15,— RM.

Physik und Technik der Gegenwart, Band VI.

VERLAG S. HIRZEL, LEIPZIG C 1

I. Theoretische Grundlagen. 1. Grundgleichungen für das elektrische Feld / 2. Allgemeine Kapazitätsgleichungen / 3. Kapazitäten gegen »Erde« / 4. Kapazitäten zwischen zwei Elektroden / 5. Drehkondensatoren / 6. Probleme bei Mehrfachdrehkondensatoren / 7. Die mit Wechselspannung belastete Kapazität / 8. Kapazität u. Widerstand in verschiedenen Schaltungskombinationen / 9. Widerstand-Kapazitätskombination als Spannungsteiler (Siebmittel) / 10. Kapazitiver Spannungsteiler mit konstanter Gesamtkapazität / 11. Mehrschichtenkondensator / 12. Schaltvorgänge beim Kondensator. **II. Werkstoffkunde der Dielektriken.** 1. Allgemeines / 2. Elektrisches Verhalten der Luft / 3. Isolierende Flüssigkeiten / 4. Vergießbare Isolierstoffe (Vergußmassen) / 5. Keramische Werkstoffe / 6. Glas, Quarz, Glimmer / 7. Organische Kunststoffe / 8. Papier, Hartpapier / 9. Die physikalischen Grundlagen des Elektrolytkondensators. **III. Technische Kondensatoren.** 1. Papierwickelkondensatoren (hohe Kapazitätswerte) / 2. Elektrolytkondensatoren (hohe Kapazitätswerte) / 3. Festkondensatoren mit mittleren und kleinen Kapazitäten für kleine Spannungen und Ströme / 4. Drehkondensatoren / 5. Trimmerkondensatoren / 6. Kondensatoren für besondere elektrische Beanspruchungen / 7. Störschutzkondensatoren.

LORENZ

Wir stellen her:

Lautsprecher-Übertragungs-Anlagen

jeder Art

Verstärker, Lautsprecher, Mikrophone

sowie alles Zubehör

Transportable Lautsprecher-Anlagen

Lautsprecher-Wagen

C. LORENZ

Über 50 Jahre Lorenz-Fernmelde-Technik

AKTIENGESELLSCHAFT · BERLIN-TEMPELHOF

Die physikalischen u. technischen Grundlagen der Schalldämmung im Bauwesen

Von Dr. Arnold Schoch

Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin

VIII, 119 Seiten mit 87 Abbildungen.

1938. Ganzleinen 6,20 RM.

Die Bauzeitung, 1938, Nr. 2: Das Buch behandelt u. a.: *die Einführung in die physikalischen Grundlagen, die Schall- und Erschütterungsempfindungen und ihre Beziehungen zu den physikalischen Schallgrößen, den Schall in geschlossenen Räumen und überhaupt die Raumakustik, den Luftschalldurchgang durch Öffnungen, die Übertragung von Luftschall durch Wände und den Körperschall.* Angesichts der heutigen Knappheit an Baustoffen wird man in erweitertem Umfange von den Dämmitteln Gebrauch machen müssen, und hier kann diese tiefgründige, mit zahlreichen Diagrammen, Tabellen und Bildern ausgestattete Schrift wertvolle Dienste erweisen.

VERLAG S. HIRZEL - LEIPZIG

Wir suchen

Diplom-Ingenieure und Physiker

für

Arbeiten in unseren Entwicklungslaboratorien auf den Gebieten der Elektro-Akustik und Hochfrequenztechnik.

Bewerbungen mit selbstgeschriebenem Lebenslauf, Zeugnisabschriften, Lichtbild und Gehaltsansprüchen sind zu richten an

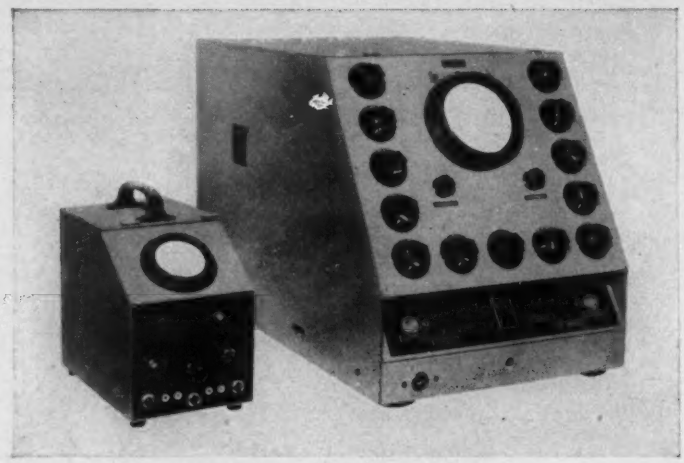
ZEISS IKON

Zeiss Ikon AG. Dresden

Sekretariat · Schandauer Straße 76

AEG

Elektronenstrahl-Oszillographen



Ausführungen und Zubehör für alle Anforderungen

Kurzfristige Lieferung — Verlangen Sie ausführliche Druckschriften

ALLGEMEINE ELEKTRICITÄTS-GESELLSCHAFT

Technisch-Physikalische Werkstätten, Berlin N 65, Seestr. 64

ANTENNEN

IHRE THEORIE UND TECHNIK

Von Dr.-Ing. **HELLMUT BRÜCKMANN**

Mitarbeiter im Reichspostzentralamt, Berlin

XIV, 339 Seiten mit 169 Abb. und 2 Tafeln. 1939. Geh. 20,50 RM., Leinen 22,– RM.

Telegraphen-Praxis, Nr. 9 vom 13. Mai 1939: Der Verfasser versteht es, das Ganze aus der Tiefe mit einem verhältnismäßig geringen wissenschaftlichen Rüstzeug klarzumachen, was hohe Anerkennung verdient. Wir finden die Ansätze der Rechnung und die Erläuterung des physikalischen Sinnes jeweils auf dem einfachsten und übersichtlichsten Wege, wobei die Ergebnisse der Rechnung anschaulich gedeutet werden. An vielen Beispielen zeigt der Verfasser die praktische Anwendung der Erkenntnisse.

Der zweite Teil des Buches mit den technischen Antennenformen wird dem mathematisch weniger geschulten Leser am leichtesten eingehen. Durch eine einheitliche Behandlung der Teilaufgaben war der Verfasser bemüht, die Verständlichkeit und Übersichtlichkeit zu heben. Eine große Zahl von graphischen Darstellungen und Abbildungen erläutert die textlichen Ausführungen sehr anschaulich.

Wir haben es hier mit einem außerordentlich wertvollen Werke zu tun, das nicht allein in den Kreisen der Wissenschaft, sondern auch bei den Funkfreunden starke Beachtung finden wird.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG C 1

LORENZ

Wir stellen her:

Lautsprecher-Übertragungs-Anlagen

jeder Art

Verstärker, Lautsprecher, Mikrophone

sowie alles Zubehör

Transportable Lautsprecher-Anlagen

Lautsprecher-Wagen

C. LORENZ

Über 50 Jahre Lorenz-Fernmelde-Technik

AKTIENGESELLSCHAFT · BERLIN-TEMPELHOF

AEG

Elektronenstrahlröhren

für Untersuchungen in allen Frequenzgebieten

Kleiner Leuchtfleck hoher Helligkeit. Schirmdurchmesser 48 bis 160 mm. Ein- und Zweistrahl-Ausführungen, Projektionsröhren. Große Lebensdauer. Ab Lager lieferbar. Verlangen Sie Druckblatt TPW 1015.

ALLGEMEINE ELEKTRICITÄTS-GESELLSCHAFT

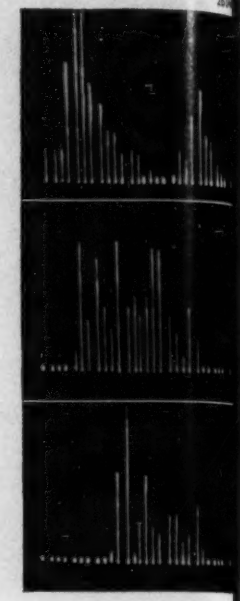
Technisch-Physikalische Werkstätten, Berlin N 65, Seestraße 64 · Fernruf 46 67 95

SIEMENS

TONFREQUENZ-SPEKTROMETER

ein Frequenzanalysator mit sehr hoher Analysiergeschwindigkeit und unmittelbar sichtbarem Spektrum

Das Spektrum des zu untersuchenden elektrischen oder akustischen Frequenzgemisches erscheint auf dem Schirm einer Braunschen Röhre. Auch zeitlich schnell veränderliche Vorgänge können unmittelbar sichtbar gemacht und mit einer Schmalfilmkamera gefilmt werden. Frequenzbereich 36 bis 18000 Hz (auch 225 bis 112000 Hz oder 5 bis 750 Hz), 3 Linien je Oktave. Stromversorgung aus dem Wechselstrom-Netz.



SIEMENS & HALSKE AG · WERNERWERK
BERLIN-SIEMENSSTADT

Einführung in die angewandte Akustik

insbesondere in die neueren Probleme der Schallmessung, Schallübertragung und Schallaufzeichnung

Von Dr. H. J. von Braunmühl und Walter Weber / Reichs-Rundfunk-Gesellschaft

VIII, 216 Seiten. 154 Abbildungen. Broschiert RM. 9.20, Leinen RM. 10.70

*

Europäischer Fernsprechdienst, Nr. 42 vom 15. 2. 1936: Das Buch trägt erfreulich dazu bei, den Vorsprung des amerikanischen und englischen Schrifttums auf diesem Gebiete auszugleichen. Großer Wert ist darauf gelegt worden, die technisch wichtigen Erscheinungsformen möglichst vollständig und unter Berücksichtigung neuester Entwicklungen darzustellen. Die Verfasser haben vielfach Erfahrungen und Vorschläge eingestreut, die teilweise eine neuartige Darstellung ergeben; das gilt insbesondere von den Abhandlungen über Mikrophone und über Schallaufzeichnungsverfahren. Das Buch wird für den Praktiker kaum eine Frage offen lassen und als Wegweiser zur Beurteilung und Handhabung akustischer Geräte und Übertragungen eine wertvolle Hilfe sein.

Zeitschrift für Fernmeldetechnik, Werk- und Gerätebau, 1936, Nr. 2: Das Buch ist eine gute Einführung in dieses neuzeitliche Thema und kann als Grundlage für Arbeiten auf akustischem Gebiet jedem empfohlen werden.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

AEG

Technisch-physikalische Sondergeräte

Elektronenstrahl-Oszillographen
Klein-Oszillographen · Ein- und Mehrstrahl-Oszillographen · Elektronenröhren 60 bis 160 mm ∅ · Photo- und Projektions-Einrichtungen · Registriergeräte

Piezoelektrische Meßeinrichtungen
Druckelemente · Kolbenweg-Übertrager · Nieder- u. Hochdruckkammern · Gleichspannungsverstärker

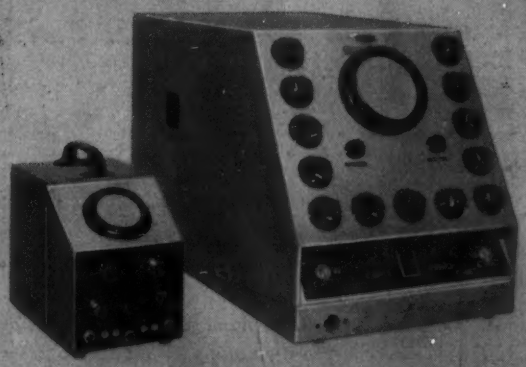
Optische Geräte
Lichtblitz-Stroboskope · Zeitdehner · Weitwinkel-Kamera

Magnetische Meßgeräte
Eisenprüfer · Wismutwendel · Magnet-Feldmesser Stromstoß-Transformatoren · Doppeljoch-Magnetprüfer

Dickenmeßgeräte
Eltas-Lehren · Schichtlehren · Banddicken-Meßgeräte Selbsttätige Sortiervorrichtungen

Sonstige Geräte
Druckdosen · Kraftmesser · Streifengeber · Kapazitätsmesser · Kohlefeuchtemesser · Kugellager-Prüfeinrichtung · Rückfederungsprüfer

Kurze Lieferzeit · Verlangen Sie Sonderangebot



Elektronenstrahl-Oszillographen

Ausführungen und Zubehör für alle Anforderungen

Kurze Lieferzeit

Verlangen Sie ausführliche Druckschriften

ALLGEMEINE ELEKTRICITÄTS-GESELLSCHAFT

Technisch-Physikalische Werkstätten, Berlin N 65, Seestraße 64 Fernruf 46 67 95

7715

LORENZ

Wir stellen her:

Lautsprecher-Übertragungs-Anlagen

jeder Art

Verstärker, Lautsprecher, Mikrophone

sowie alles Zubehör

Transportable Lautsprecher-Anlagen

Lautsprecher-Wagen

C. LORENZ

Über 50 Jahre Lorenz-Fernmelde-Technik

AKTIENGESELLSCHAFT · BERLIN-TEMPELHOF

Arbeitsmethoden der modernen Naturwissenschaften

In der neuen Buchreihe ist soeben erschienen:

Vektor- und Dyadenrechnung für Physiker und Techniker

Von Erwin Lohr

Prof. an der Deutschen Technisch. Hochschule in Brünn

8°. XV, 411 S. Mit 34 Fig. im Text. Geb. 18,— RM.

Die Vektor- und Dyadenrechnung ist für den Physiker und Techniker von ausserordentlicher Bedeutung. Für diese ist das Buch bestimmt. Es zeigt ihnen, dass und wie sie alle früheren Kenntnisse im Bereiche der Vektor- und Dyadenrechnung verwenden können und wie vorteilhaft das wirkliche Rechnen mit Vektoren, Dyaden und extensiven Gebilden noch höheren Ranges ist. Das Buch vermittelt zunächst eine ausreichende und tragfähige mathematische Grundlage des vorgetragenen Rechenverfahrens und bringt in einem besonderen Teil physikalische und technische Anwendungen aus allen Gebieten der theoretischen Physik. Damit nimmt das Buch in der neuen Sammlung „Arbeitsmethoden der modernen Naturwissenschaften" einen besonderen Platz ein.

Ferner gelangt soeben zur Ausgabe:

Grundlagen u. Ergebnisse der Ultraschallforschung

Von Egon Hiedemann

Mit 232 bisher z. T. unveröffentlichten Abb. und 1 Farbtafel. Umfang 18½ Bogen. Geb. 24,— RM.

Die Ultraschallforschung hat in der letzten Zeit eine ausserordentlich rasche Entwicklung erfahren, vor allem nach der praktischen Seite hin.

Gerade die biologischen Wirkungen des Ultraschalls sind besonders studiert worden, und es tut sich hier für den Mediziner und Biologen ein sehr aussichtsreiches Arbeitsgebiet auf, dessen Bedeutung noch unabsehbar ist.

E. Hiedemann hat in seinem Buche in vorbildlicher Weise die Möglichkeit geschaffen, dass jedem die nötigen Kenntnisse vermittelt werden und ihm so reiche Anregungen zu eigenen Arbeiten geboten werden.

Das ausgezeichnete, reiche Bildmaterial erleichtert und vertieft das Eindringen in den interessanten Stoff in hervorragendem Masse.

VERLAG WALTER DE GRUYTER & CO.
BERLIN W 35

Einführung in die Theorie der

Rundfunk-Siebschaltungen

Von ord. Professor

Dr. R. Feldtkeller

Direktor des Instituts für Nachrichtentechnik an der Technischen Hochschule Stuttgart

IX, etwa 180 Seiten mit 75 Abbildungen. Januar 1940. Ganzleinen etwa 12,— RM.

*

Die Rundfunksiebschaltungen liegen im Hochfrequenzteil des Empfängers zwischen Penthoden, so daß sie sowohl am Eingang wie am Ausgang „unterangepaßt" sind, d. h. vom Sender über seinen praktisch unendlich großen inneren Widerstand gespeist werden und am Ausgang praktisch leerlaufen. Wegen dieses besonderen Betriebszustandes und wegen der sehr geringen relativen Breite des Durchlaßbereiches sind die Verluste in den Schaltelementen als wesentlich in Rechnung zu stellen. Aus diesen Gründen ist eine besondere Theorie der Rundfunksiebschaltungen zweckmäßig, die an die Theorie des Schwingungskreises und zweier miteinander gekoppelter Schwingungskreise anknüpft. In dieser Darstellung wird von der komplexen Veranschaulichung der Wirkung einer Rundfunksiebschaltung ausgedehnter Gebrauch gemacht. Mit ihr wird die Wirkung einfacher und mehrgliedriger Schaltungen untersucht, aber diese Untersuchung von vornherein darauf abgestellt, Regeln für die Bemessung der Siebschaltungen aus Anforderungen zu finden, die wir an ihre Resonanzkurve stellen. Diesem Ziele der Synthese wird jede bloße Analyse untergeordnet. Ein durch alle Abschnitte durchgeführtes Zahlenbeispiel zeigt den Gebrauch dieser Regeln.

VERLAG S. HIRZEL LEIPZIG C 1

Die Wirkung einer Handschrift ....

mag sie noch so charakteristisch sein, geht unwiederbringlich verloren, wenn sie unleserlich und damit ein Rätsel ist. Dagegen – schreiben Sie auf einer Klein-Continental – so gibt das formschöne Briefe, die wirklich Ausdruck einer Persönlichkeit sind. Mit der Klein-Continental schreiben Sie leicht, mühelos und schnell. Die Schrift ist immer sauber, klar lesbar und gleichmäßig zeilengerade. Der Empfänger und Sie haben stets Freude am Klein-Continental-Brief.

Recht gern schicken wir Ihnen Druckschrift N 18

WANDERER-WERKE SIEGMAR-SCHÖNAU BEI CHEMNITZ

Die physikalischen und technischen Grundlagen der Schalldämmung im Bauwesen

Von Dr. Arnold Schoch

VIII, 119 Seiten, 87 Abbildungen. Broschiert 5,— RM. Ganzleinen 6,20 RM.

Näheres enthält ein ausführlicher Prospekt, der Ihnen auf Wunsch übersandt wird.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG C 1

Einführung in die

VIERPOLTHEORIE

der elektrischen Nachrichtentechnik

Von Dr. R. Feldtkeller

ord. Professor und Vorsteher des Laboratoriums für Nachrichtentechnik an der Technischen Hochschule Stuttgart

X, 142 Seiten mit 85 Abbildungen. 1938. Broschiert 8,80 RM., Ganzleinen 10,– RM.

Hier werden die allgemeinen Beziehungen zwischen dem Eingangsscheinwiderstand, der Übertragungsfähigkeit und dem Scheinwiderstand des an die Ausgangsklemmen angeschlossenen Netzwerkes anschaulich dargestellt. Es wird ferner, ohne alles nur mathematische, eine Einführung in die praktische Anwendung der Matrizenrechnung auf die Aufgaben der Vierpoltheorie gegeben, die in eine umfangreiche Formelsammlung ausmündet; diese Formelsammlung ist vielleicht das Wichtigste des Buches. Bei allen Rechnungen an Netzwerken, die mehr als zwei oder drei Schaltelemente enthalten, weist diese Formelsammlung den Weg, auf dem man all die unnütze Rechenarbeit vermeidet, deren Umfang so oft der Grund für das Aufgeben einer Berechnung vor ihrer Lösung ist.

Ausführlicher Prospekt steht zur Verfügung

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Anfang April 1938 erscheint:

Die Korrosion von Nichteisenmetallen und deren Legierungen

XXX, 901 Seiten mit 409 Abbildungen. Gr.-8°. Broschiert RM 66.50, Leinen RM 69.–

II. Band des Handbuches „Die Korrosion metallischer Werkstoffe"

Herausgegeben von O. BAUER †, O. KRÖHNKE und G. MASING

INHALTSVERZEICHNIS

Forschungs- und Prüfungsmethoden der Korrosion. Von Dr. P. Brenner, Hannover-Linden. I. Einleitung. II. Anforderungen an Korrosions-Prüfverfahren. III. Bei Korrosionsversuchen zu berücksichtigende Faktoren und notwendige Angaben. IV. Korrosionsversuche unter natürlichen Bedingungen. V. Laboratoriumsversuche. VI. Verfahren zur Messung der Korrosionsstärke. VII. Einzelnes zur Kritik von Korrosions-Prüfverfahren. VIII. Einzelnes zur Versuchsdurchführung.

Kupfer und Kupferlegierungen. Von Dr. O. Dahl, Berlin. A. Kupfer. I. Allgemeines. 1. Beständigkeitsgrad und allgemeine Abtragung in Flüssigkeiten. 2. Lokale Korrosion. 3. Korrosionsermüdung. 4. Angriff in Gasen und bei erhöhter Temperatur. 5. Ausblick auf das Korrosionsverhalten der kupferreichen Legierungen. II. Verhalten des Kupfers in Flüssigkeiten. 1. Destilliertes Wasser. 2. Natürliches Wasser mit Ausnahme des Seewassers. 3. Salzlösungen. 4. Seewasser. 5. Säuren. 6. Laugen. 7. Halogene und Schwefel. 8. Böden. 9. Organische Flüssigkeiten. 10. Verhalten in verschiedenen Industriezweigen. III. Verhalten von Kupfer in Gasen. 1. Gase und Atmosphäre bei gewöhnlicher Temperatur. 2. Gase bei hohen Temperaturen unter besonderer Berücksichtigung der Feuergase. B. Messing. I. Allgemeines. II. Verhalten der Messinge in Flüssigkeiten. III. Verhalten der Messinge in Gasen. C. Zinnbronze. I. Allgemeines. II. Verhalten der Zinnbronzen in Flüssigkeiten. III. Verhalten der Zinnbronzen in Gasen. 1. Gase und Atmosphäre bei gewöhnlicher Temperatur. 2. Gase bei hohen Temperaturen. D. Aluminiumbronze. I. Allgemeines. II. Verhalten der Aluminiumbronzen in Flüssigkeiten. III. Verhalten der Aluminiumbronzen in Gasen. 1. Gase und Atmosphäre bei gewöhnlicher Temperatur. 2. Gase bei hohen Temperaturen. E. Kupfer-Nickellegierungen. I. Allgemeines. II. Verhalten der Kupfer-Nickellegierungen in Flüssigkeiten. III. Verhalten der Kupfer-Nickellegierungen in Gasen. 1. Atmosphäre. 2. Gase bei hohen Temperaturen. F. Ternäre nickelhaltige Kupferlegierungen. I. Allgemeines. II. Verhalten der ternären nickelhaltigen Kupferlegierungen in Flüssigkeiten. III. Verhalten der ternären nickelhaltigen Kupferlegierungen in Gasen. G. Kupfer-Siliziumlegierungen. I. Allgemeines. II. Verhalten von Kupfer-Siliziumlegierungen in Flüssigkeiten. III. Verhalten der Kupfer-Siliziumlegierungen in Gasen. H. Kupfer-Berylliumlegierungen. I. Allgemeines und Konstitutionsfragen. II. Korrosionsverhalten. J. Legierungen des Kupfers mit Magnesium, Kadmium, Mangan, Phosphor und Silber. I. Kupfer-Magnesium- und Kupfer-Kadmiumlegierungen. II. Kupfer-Manganlegierungen. III. Kupfer-Phosphorlegierungen. IV. Kupfer-Silberlegierungen.

Reinstaluminium. Von Dr. R. Sterner-Rainer, Neckarsulm. I. Einleitung. 1. Das Reinstaluminium und seine Handelsformen. 2. Zur Theorie der Aluminiumkorrosion. II. Einfluß der Verunreinigungen. 1. Vorbemerkungen. 2. Silizium. 3. Eisen. 4. Natrium und Calcium. 5. Kupfer. 6. Zink. 7. Schlacken, Oxydeinschlüsse und sonstige Verunreinigungen. III. Der Einfluß des physikalischen Zustandes. 1. Korngröße. 2. Der mechanische Zustand. 3. Der Zustand der Oberfläche. 4. Die Verbindungsarbeiten. IV. Einwirkung verschiedener Angriffsmittel.

Aluminiumgußlegierungen. Von Dr. R. Sterner-Rainer, Neckarsulm. I. Allgemeines. II. Einleitung. 2. Aluminiumgußlegierungen. 3. Allgemeine Gesichtspunkte für die Beurteilung des Korrosionsangriffs. 4. Beurteilung von Korrosionsversuchen. II. Der Einfluß der Legierungsbestandteile auf die chemische Beständigkeit. 1. Zink und Kupfer. 2. Magnesium. 3. Andere Zusätze. III. Verhalten gegen natürliche Angriffsmittel. IV. Einwirkung von Chemikalien. V. Einfluß besonderer Bedingungen bei der Korrosion. Oberflächenschutz der Aluminiumgußlegierungen.

Knethare Aluminiumlegierungen. Von Dr. P. Brenner, Hannover-Linden. I. Einleitung. II. Übersicht über die knethbaren Aluminiumlegierungen. 1. Kupferhaltige Legierungen. 2. Kupferfreie Legierungen. III. Einfluß der Veränderlichen des Werkstoffs auf die Korrosion. 1. Chemische Zusammensetzung. 2. Wärmebehandlung. 3. Kupferfreie Legierungen. 3. Kaltverformung. 4. Oberflächenbeschaffenheit. IV. Korrosion bei gleichzeitiger mechanischer Beanspruchung des Werkstoffs. V. Korrosions-Prüfverfahren. VI. Witterungs- und Seewasserbeständigkeit von Aluminium-Knetlegierungen.

Magnesium und Magnesiumlegierungen. Von Dr. W. Schmidt, Bitterfeld, und Dr. W. Schultze, Bitterfeld. I. Allgemeines. 1. Vorbemerkung. 2. Kristallographisch orientierte Korrosion. 3. Schmelzraffination. II. Einfluß der Legierungsmetalle. 1. Allgemeines. 2. Einfluß des Mangans. 3. Einfluß des Aluminiums. 4. Einfluß des Zinkes. 5. Einfluß anderer Metalle. 6. Zusammensetzung von Festigkeitswerten der Elektronmetallegierungen. III. Das Verhalten von Magnesium und magnesiumreichen Legierungen gegen atmosphärischen Angriff und verschiedene Agenzien. IV. Schutzmaßnahmen gegen Korrosion.

Blei und Bleilegierungen. Von Dr. M. Werner, Leverkusen. I. Einleitung. 1. Die Gewinnung des Bleies. 2. Die physikalischen und mechanischen Eigenschaften des Bleies. II. Allgemeine Voraussetzungen für die Korrosionsbeständigkeit des Bleies. 1. Zur Polymorphie des Bleies. 2. Die chemischen Eigenschaften des Bleies. 3. Die Bedeutung der Korngröße. 6. Lokalelemente. 5. Prüfverfahren der Korrosion. Grenzen ihrer Anwendbarkeit. III. Reinstes Blei. IV. Legierungen des Bleies. 1. Die Schmelzdiagramme binärer Bleilegierungen. 2. Die Wirkung der Zusätze auf die Eigenschaften des Bleies in binären Legierungen. 3. Mehrstofflegierungen. 4. Aushärtbarkeit von Bleilegierungen. V. Das technische Blei und seine Verunreinigungen. 1. Hüttenweichblei (Parkblei). 2. Pattinsonblei. 3. Einfluß des Sauerstoffes auf das Blei. VI. Anwendbarkeit des Bleies als korrosionsfester Werkstoff. VII. Einige Sonderfragen des Verhaltens des Bleies.

Zink. Von Oberregierungsrat Dr. W. Wiederholt, Berlin. I. Einleitung. II. Elektrochemisches Verhalten des Zinkes. III. Chemisches Verhalten des Zinkes.

Zinn. Von Oberregierungsrat Dr. W. Wiederholt, Berlin. I. Einleitung. II. Elektrochemisches Verhalten. III. Chemisches Verhalten.

Kadmium. Von Oberregierungsrat Dr. W. Wiederholt, Berlin. I. Einleitung. II. Elektrochemisches Verhalten. III. Chemisches Verhalten.

Wolfram, Molybdän und Chrom. Nickel und seine Legierungen. Kobalt. Von Dr. W. Rohn, Hanau, und Dr. C. Francke, Hanau. I. Allgemeines. I. Chemische und elektrochemische Grundlagen. 2. Bemerkungen zu den Prüfungsverfahren der Korrosion. 3. Galvanische Nickelüberzüge. 4. Verhalten von Kobalt. II. Nickel und seine Legierungen im täglichen Gebrauch. III. Nickel und seine Legierungen in der chemischen Industrie. 1. Allgemeines. 2. Reinnickel. 3. Kupfer-Nickellegierungen. 4. Einige andere Legierungen. IV. Legierungen des Nickels und des Kobalts mit Metallen der Chromgruppe. V. Nickel und seine Legierungen bei hohen Temperaturen. VI. Schwefelbeständige Legierungen. VII. Korrosions- und Alterungserscheinungen an Thermoelementen.

Edelmetalle. Von Dr. L. Nowack † und Dr. J. Spannagel, Frankfurt a. M. I. Einleitung. II. Stoffkunde. 1. Gold. 2. Goldlegierungen. 3. Gold als Überzugsmetall. 4. Silber. 5. Silberlegierungen. 6. Silber als Überzugsmetall. 7. Die Platinmetalle. 8. Legierungen der Platinmetalle untereinander. 9. Sonstige Legierungen der Platinmetalle. 10. Platinmetalle als Überzüge. III. Das Verhalten von Edelmetalllegierungen. 1. G. Tammanns Arbeiten über die Einwirkungsgrenzen in Mischkristallreihen. 2. Das Verhalten verschiedener Silberlegierungen. 3. Spannungskorrosion. 4. Die Einwirkung von Schwefel auf Gold- und Silberlegierungen. IV. Erfahrungen über das Verhalten der Edelmetalle gegen die einzelnen angreifenden Stoffe.

I. Band: „Die Korrosion des Eisens und seiner Legierungen"

XXIV, 560 Seiten mit 219 Abbildungen. Gr.-8°. 1936. Broschiert RM 37.50, Leinen RM 39.–

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG C1